

N° d'ordre: PCC 0304

Thèse de doctorat de l'Université Denis DIDEROT-PARIS VII

Spécialité PHYSIQUE

Soutenue le 23 juin 2003
présentée par

Olivier DADOUN

Pour obtenir le titre de

DOCTEUR EN SCIENCES PHYSIQUES

Mesure des neutrinos de réacteurs nucléaires dans l'expérience Borexino

Composition du jury :	Alain	de Bellefon	Directeur de thèse
	Marie-Claude	Cousinou	Rapporteur
	Hervé	de Kerret	Directeur de thèse
	Patrick	Nedelec	Rapporteur
	Marco	Pallavicini	Examineur
	François	Vannucci	Président du jury
	Daniel	Vignaud	Examineur

N° d'ordre: PCC 0304

Thèse de doctorat de l'Université Denis DIDEROT-PARIS VII

Spécialité PHYSIQUE

Soutenue le 23 juin 2003
présentée par

Olivier DADOUN

Pour obtenir le titre de

DOCTEUR EN SCIENCES PHYSIQUES

Mesure des neutrinos de réacteurs nucléaires dans l'expérience Borexino

Composition du jury :	Alain	de Bellefon	Directeur de thèse
	Marie-Claude	Cousinou	Rapporteur
	Hervé	de Kerret	Directeur de thèse
	Patrick	Nedelec	Rapporteur
	Marco	Pallavicini	Examineur
	François	Vannucci	Président du jury
	Daniel	Vignaud	Examineur

à Alyssa, Emanuel, Georges et Rosita

Table des matières

Partie I	3
1 Les neutrinos : rappels de phénoménologie	5
1.1 Les neutrinos du Modèle Standard	6
1.2 Contraintes sur le nombre de familles de neutrinos	6
1.3 Contraintes sur les masses des neutrinos	8
1.3.1 Mesures directes	8
1.3.2 Limites astrophysiques et cosmologiques	8
1.4 Physique des oscillations	9
1.4.1 Oscillation dans le vide	9
1.4.2 Oscillation à trois neutrinos	16
1.5 Oscillations dans la matière à densité constante	18
2 Les sources de neutrinos et les résultats des expériences associées	21
2.1 Les neutrinos solaires et les expériences associées	21
2.1.1 Mécanismes de production des neutrinos dans le Soleil	21
2.1.2 Énoncé du problème des neutrinos solaires	23
2.1.3 Les expériences Kamiokande et SuperKamiokande	24
2.1.4 Une solution aux problèmes : l'expérience SNO	25
2.2 Neutrinos de réacteurs nucléaires : l'expérience KamLAND	27
2.3 Situation des neutrinos à la fin de l'année 2002	28
3 Principe de détection de l'expérience Borexino	33
3.1 Pourquoi Borexino?	33
3.1.1 Détection des neutrinos solaires dans Borexino	33
3.1.2 Les différentes solutions aux paramètres d'oscillation	35
3.1.3 Au-delà de la physique des neutrinos solaires	36
3.2 Le Laboratoire du Gran Sasso	36
3.3 Aspects mécaniques de Borexino	37
3.3.1 Le détecteur interne	38
3.3.2 Le détecteur externe	39
3.4 Le scintillateur	39
3.4.1 Interaction de la lumière avec le scintillateur	40
3.4.2 Le <i>quenching</i>	42
3.5 Les photomultiplicateurs	43
3.5.1 Les concentrateurs de lumière	44
3.6 Bruits de fond	44

4	Principe de l'électronique et acquisition de données	47
4.1	L'électronique associée au détecteur interne	47
4.1.1	Le châssis analogique	48
4.1.2	Le châssis de numérisation	49
4.1.3	Le système de déclenchement de l'électronique Laben	50
4.2	Électronique haute énergie, les cartes FADC	51
4.3	Les sommateurs	51
4.4	Le système d'acquisition des cartes FADC	52
4.5	Envois et réceptions des données	53
	 Partie II	 55
5	Les neutrinos de réacteurs nucléaires dans l'expérience Borexino	57
5.1	Détection des neutrinos réacteurs dans Borexino	57
5.1.1	Seuil en énergie de la réaction	57
5.1.2	Section efficace de capture $\bar{\nu}_e$ sur proton	58
5.1.3	Le spectre visible	58
5.2	De la fission au flux de $\bar{\nu}_e$	59
5.2.1	Les réacteurs nucléaires sources de $\bar{\nu}_e$	59
5.2.2	Détermination des produits de fission	60
5.3	Spectre des $\bar{\nu}_e$ issus des réacteurs nucléaires	60
5.3.1	Les paramètres d'ajustements	60
5.3.2	Variation de la composition isotopique du coeur d'un réacteur nucléaire: le <i>burn-up</i>	61
5.3.3	Spectre en énergie des $\bar{\nu}_e$	62
5.4	Nombre de $\bar{\nu}_e$ dans Borexino	63
5.4.1	Les réacteurs nucléaires considérés	63
5.4.2	Nombre de $\bar{\nu}_e$	64
6	Simulation et efficacité de détection positron-neutron	67
6.1	Spectre en énergie des neutrons et des positrons	67
6.1.1	Détermination de l'angle d'émission du neutron	68
6.1.2	Spectre en énergie du neutron	68
6.1.3	Spectre en énergie du positron	69
6.2	Calcul des efficacités de détection par simulation Monte-Carlo	70
6.2.1	Le Monte-Carlo utilisé	70
6.2.2	Le volume sensible	70
6.2.3	Efficacité de détection des neutrons	70
6.2.4	Efficacité de détection du positron	72
6.2.5	Efficacité positron-neutron combinée	72
6.2.6	Efficacité sur la coupure en temps	73
7	Étude de la norme et de la forme du spectre des positrons	75
7.1	Rapport du nombre d'événements	75
7.2	Test du χ^2 de Pearson	76
7.3	Bruit de fond dû aux neutrinos géologiques	77
7.4	Contour d'inclusion de KamLAND	77

7.5	Contours d'exclusions, analyse en norme	78
7.6	Contours d'inclusions	79
 Partie III		87
8	Analyse de données de CTF	89
8.1	Le bruit de fond attendu	89
8.2	Le détecteur CTF : mécanique et électronique d'acquisition	90
8.2.1	Description mécanique	90
8.2.2	Électronique FADC	91
8.3	Saturation et correction des énergies supérieures au MeV	92
8.4	Analyse du BiPo 214	93
8.4.1	Calibration en énergie	93
8.4.2	Correction sur l'énergie saturée	94
8.4.3	Limite sur la contamination en uranium 238 du scintillateur	95
8.5	Taux d'événements fortuits	97
8.6	Taux de neutrons de spallation	98
8.6.1	Taux de muons dans CTF	98
8.6.2	Sélection des événements post muon	99
 Conclusion		103
 Bibliographie		105
 Annexes		108
A	Test des sommes actives de Borexino	111
B	Modification dans le câblage des PM de Borexino	131
C	Liste des réacteurs nucléaires en activité en Europe	143

Introduction

Le 7 décembre 2002, les premiers résultats de KamLAND résonnent dans les couloirs du Gran Sasso où je me trouve pour l'installation du détecteur Borexino : après 140 jours de prises de données, l'équipe KamLAND annonce avoir observé une réduction du flux de neutrinos compatible avec la région dite LMA des paramètres d'oscillations¹ ! Il s'agit d'un résultat majeur dans la physique des neutrinos qui vient clore un chapitre. Ce résultat important affine celui annoncé six mois auparavant par l'équipe canadienne de SNO. Celle-ci a mis en évidence l'oscillation des neutrinos électron émis par le Soleil et montré qu'ils oscillaient au profit des neutrinos muon ou tau. Il faut dire que l'année 2002 fut riche en résultats, tant pour les physiciens des particules que pour le grand public, comme en témoigne le prix Nobel de physique attribué aux travaux de Raymond Davis Jr (de l'expérience Homestake) et Masatoshi Koshihara (de l'expérience Kamiokande)².

Dans la lignée de ces résultats importants, Borexino est l'expérience grâce à laquelle la « détection en temps réel » des neutrinos solaires de la raie du ^7Be à 862 keV se fera pour la première fois. Rappelons que toutes les expériences de neutrinos solaires menées jusqu'à présent, n'offraient pas la possibilité d'effectuer conjointement une mesure du taux de neutrinos de basse énergie et une étude de sa variation temporelle. Qui plus est, le taux journalier attendu de neutrinos du ^7Be est élevé, assurant ainsi une grande statistique : on attend environ 45 événements par jour dans le cadre du Modèle Standard du Soleil, à 12 événements par jour dans le cas d'une conversion complète de neutrinos.

De plus, Borexino est également capable de détecter des neutrinos plus énergétiques : les neutrinos solaires au-dessus du MeV (neutrinos du ^8B et neutrinos pep), mais aussi les neutrinos de réacteurs nucléaires (d'énergie moyenne d'environ 3 MeV) et de supernovæ (dont le spectre en énergie s'étend jusqu'à quelques dizaines de MeV). Dans l'objectif de mesurer ces neutrinos au dessus du MeV, la collaboration a chargé le groupe du PCC, Collège de France, de développer un système de numérisation rapide fonctionnant à 400 MHz (le Flash ADC ou FADC). Actuellement, nous disposons de 34 cartes de ce type, permettant une numérisation de 102 canaux. De nombreux tests ont été effectués, une validation des cartes et du programme d'acquisition s'en est suivi. Sur le prototype de Borexino, le *Counting Test Facility* (CTF), 4 cartes FADC sont implantées et fournissent actuellement des données.

Le travail présenté ici concerne principalement la détection des neutrinos de réacteurs nucléaires dans Borexino. La première partie, consacrée à un rappel phénoménologique, présente l'oscillation des neutrinos dans le vide (à deux et trois familles) et l'oscillation des neutrinos dans la matière (à deux familles). Je montre, dans le cas des neutrinos issus de réacteurs nucléaires, que le formalisme considéré est celui d'une oscillation dans le vide à deux familles de neutrinos.

1. Plus précisément, avec 87 événements attendus et 54 détectés, les paramètres d'oscillation les plus favorisés sont : $\sin^2 2\theta \simeq 1$ et $\Delta m^2 \simeq 6,9.10^{-5} \text{ eV}^2$.

2. Le prix Nobel de physique leur fut attribué pour « leurs travaux pionniers dans le domaine de l'astrophysique, en particulier pour la détection des neutrinos cosmiques ».

J'expose ensuite les principes de l'expérience Borexino : la physique de détections des neutrinos, les aspects mécaniques et d'électroniques d'acquisition. Je présente également l'intégration de l'électronique FADC et du programme d'acquisition.

La seconde partie concerne l'étude des neutrinos de réacteurs nucléaires. Le nombre de réacteurs nucléaires considérés, le flux attendu dans Borexino, et comporte une partie simulation des événements positron-neutron, signant leur détection. Nous verrons ainsi, comment Borexino peut contraindre la valeur des paramètres d'oscillation des neutrinos.

Enfin, la dernière partie présente, au travers d'une analyse de données de CTF (campagne CTF III), une limite sur le bruit de fond attendu dans Borexino pour la mesure des neutrinos de réacteurs nucléaires.

Partie I

Chapitre 1

Les neutrinos : rappels de phénoménologie

Imaginé par W. Pauli¹ dès 1930 pour assurer la conservation de l'énergie lors des processus de désintégration β , le neutrino n'a été découvert par F. Reines² et C.L. Cowan que 25 ans plus tard. De charge électrique nulle, de masse infime et de spin $1/2$, le neutrino, par sa faible interaction avec la matière, ne laisse que très peu de « trace » lors de son passage dans les détecteurs. Cependant depuis son introduction, au départ hypothétique, et malgré la difficulté de sa détection, cette particule n'a eu de cesse de stimuler la curiosité des physiciens expérimentateurs et théoriciens. La figure 1.1 illustre cet état de fait : en 1980, environ 400 articles de physique contenant le mot « neutrino » dans leur titre ont été répertoriés contre environ 1400 en 2001. C'est au travers de l'ensemble de ces parutions, que le formalisme des neutrinos a acquis une formulation qui lui est propre. C'est ainsi que des concepts tels que « longueur d'oscillation », « effet MSW », « différence de masse carrée », « neutrino solaire », « neutrino atmosphérique » ou encore « hiérarchie de masse » sont aujourd'hui communément utilisés par les physiciens des neutrinos. Nous leur consacrons une partie de ce chapitre. Nous aborderons en particulier les

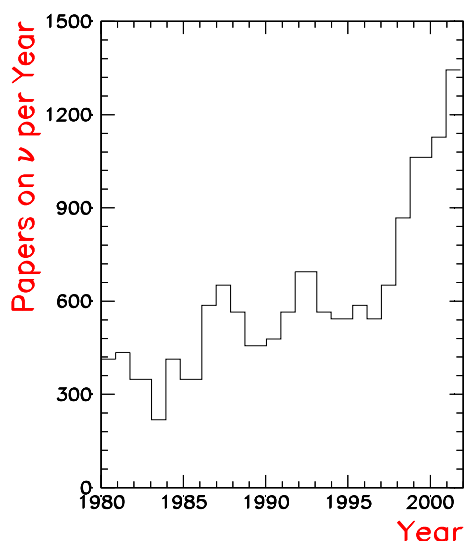


FIG. 1.1 – Nombre d'articles de physique, répertoriés dans SPIRES [SPIRES-web 2003] dont le titre comporte le mot « neutrino », en fonction de l'année de parution [Gonzalez-Garcia 2003].

1. Prix Nobel en 1945 pour la découverte du principe d'exclusion.
2. Prix Nobel en 1995.

oscillations de neutrinos dans le vide et dans la matière, à deux et trois familles de neutrinos. Ce mécanisme est en effet le plus adapté pour expliquer les déficits en neutrinos constatés entre autre auprès des expériences de neutrinos solaires.

1.1 Les neutrinos du Modèle Standard

Le Modèle Standard de la physique des particules est un cadre théorique permettant de décrire les particules élémentaires et trois de leurs interactions fondamentales : électromagnétique, faible et forte. Les interactions électromagnétique et faible étant unifiées, on parle alors d'interaction électrofaible. Le Modèle Standard contient deux interactions distinctes : l'interaction forte décrite par QCD et l'interaction électrofaible. C'est une théorie invariante sous le groupe de jauge $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, produit de trois groupes de symétries, chacun associé à une interaction :

- le groupe $SU(3)_C$ est le groupe de symétrie associé à l'interaction forte; « C » est le nombre quantique de couleur (chaque quark porte une unique couleur parmi trois différentes) ;
- le groupe $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ décrit les interactions électrofaibles. Pour tenir compte de la violation de la parité dans l'interaction faible, les composantes de chiralité gauche des leptons appartiennent à des doublets d'isospin faible du groupe $SU(2)_L$ et les composantes « droites » à des singulets. Pour inclure l'interaction électromagnétique on a besoin du groupe $U(1)$ dont le générateur est l'hypercharge Y .

Dans ce cadre, le neutrino est une particule possédant les propriétés suivantes :

- spin $1/2$;
- masse nulle ;
- charge électrique nulle ;
- hélicité négative (ou gauche) pour les neutrinos, et positive (ou droite) pour les antineutrinos ;
- nombre quantique leptonique spécifique électron, muon ou tau. On parlera ainsi de neutrino-électron, neutrino-muon et neutrino-tau notés respectivement ν_e , ν_μ et ν_τ .

Il est à noter que le Modèle Standard ne fait aucune prédiction sur la valeur des masses des fermions. Dans la première version de ce modèle, l'invariance de jauge imposait aux bosons médiateurs des interactions d'être de masse nulle, et il était alors impossible d'attribuer une masse aux fermions. Pour pallier à ce problème une nouvelle particule (non encore observée) de spin 0 a été introduite : le boson de Higgs. Les interactions entre les fermions de masse nulle et le boson de Higgs donneraient alors une masse à ces fermions.

Seul les neutrinos « gauche » interagissent, de masses extrêmement faibles par rapport aux autres particules (est-ce là la signature de phénomènes dépassant le Modèle Standard?), le neutrino est la seule particule neutre de la famille des fermions. L'apparente similitude des neutrinos avec le secteur des quarks (même nombre de familles et même nombre de particules), fait des neutrinos un domaine très actif de la physique des particules.

1.2 Contraintes sur le nombre de familles de neutrinos

C'est au LEP, *Large Electron Positron Collider*, du CERN avec les expériences ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL, que la largeur totale de désintégration du Z^0 , Γ_Z , a été mesurée. Cette largeur dépend directement du nombre de canaux de désintégrations possibles. En observant les

produits du Z^0 à différentes énergies, et en connaissant la contribution de l'ensemble des canaux de désintégrations, il est possible de déterminer le nombre de familles de neutrinos. Trois canaux de désintégrations sont prévus : un canal de désintégration de type leptonique ($e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, par exemple), un canal de désintégration hadronique ($e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}$) et une contribution dite « invisible » (de largeur de désintégration Γ_{ν}), obtenue après soustraction de tous les canaux identifiables et interprétée comme la contribution en neutrinos.

On définit alors : $\Gamma_Z = 3\Gamma_{\text{lept}} + \Gamma_{\text{had}} + \Gamma_{\text{inv}}$, le facteur 3 correspondant à l'ensemble des familles de leptons chargés. Le Z^0 produisant « démocratiquement » les N_{ν} familles de neutrinos, la contribution invisible s'écrit : $\Gamma_{\text{inv}} = N_{\nu}\Gamma_{\nu}$. Théoriquement chaque génération de neutrinos contribue pour environ 166 MeV à la largeur totale du Z^0 [Peccei 1999]. Ainsi, en comparant la largeur invisible et la largeur correspondant à un seul type de neutrino, on en déduit le nombre de familles de neutrinos. Les quatre expériences LEP ont mesuré [Lep 2000] :

$$\begin{aligned}\Gamma_Z &= (2,4939 \pm 0,0024) \text{ GeV} , \\ \Gamma_{\text{lept}} &= (83,90 \pm 0,1) \text{ MeV} , \\ \Gamma_{\text{had}} &= (1,7423 \pm 0,0023) \text{ GeV} .\end{aligned}$$

La largeur pour le canal invisible est alors $\Gamma_{\text{inv}} = (499,9 \pm 3,4) \text{ MeV}$. Le nombre de familles de neutrinos obtenu, $N_{\nu} = 2,992 \pm 0,020$, est compatible avec trois (figure 1.2).

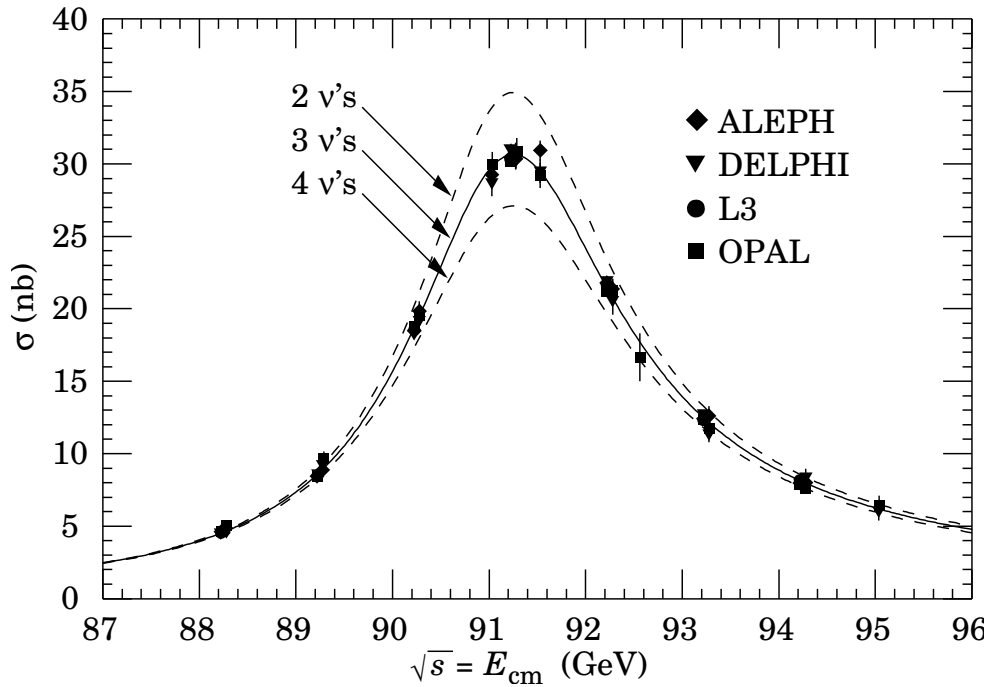


FIG. 1.2 – Section efficace d'annihilation e^+e^- en fonction de l'énergie dans le centre de masse pour les expériences ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL. Les ajustements des données avec deux, trois et quatre familles de neutrinos sont présentés. C'est pour trois familles de neutrinos que l'ajustement est le meilleur et ce pour l'ensemble des quatre expériences [PDG-LBL 2002].

1.3 Contraintes sur les masses des neutrinos

1.3.1 Mesures directes

Les expériences de « mesures directes » utilisent des considérations cinématiques pour contraindre la masse de chacune des trois saveurs de neutrinos. La masse du neutrino électron est déterminée par l'étude du spectre Kurie des électrons issus de la désintégration β du Tritium ($T = 12,33$ ans) [Lobashev et al. 2001], ${}^3\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + e^- + \bar{\nu}_e$. La limite supérieure trouvée est :

$$m_{\bar{\nu}_e} \leq 2,2 \text{ eV} .$$

Les expériences mesurant la désintégration $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$, imposent :

$$m_{\nu_\mu} \leq 170 \text{ keV} .$$

Enfin, la masse du ν_τ est contrainte par le double canal de désintégration du τ , $\tau^- \rightarrow 2\pi^- \pi^+ \nu_\tau$ et $\tau^- \rightarrow 3\pi^- 2\pi^+ \pi^0 \nu_\tau$. La limite obtenue est :

$$m_{\nu_\tau} \leq 15,5 \text{ MeV} .$$

Soulignons que c'est en juillet 2000 auprès l'expérience DONUT, que l'observation du τ a signé l'interaction du ν_τ par courant chargé [Kodama et al. 2001].

1.3.2 Limites astrophysiques et cosmologiques [Peebles 1993]

Le modèle du *big bang* prédit un fond de rayonnement fossile micro-ondes d'un corps noir à 2,7 K. Ce rayonnement appelé CMB (pour *Cosmic Microwave Background*), détecté pour la première fois en 1965 et analysé entre autres par le satellite COBE (Cosmic microwave Background Explorer), plus récemment par le ballon Archéops [Benoit et al. 2002] et le satellite WMAP [Spergel et al. 2003], nous a apporté des informations sur l'état de l'Univers environ 300 000 ans après le *big-bang*. De manière analogue, et si le modèle du *big bang* est exact, il existerait un fond de neutrinos fossiles à 1,95 K résultant du découplage des neutrinos une seconde environ après le *big-bang*. Avec une abondance de l'ordre de 100 neutrinos et antineutrinos par cm^3 (par famille) dans l'Univers, ils contribuent, en supposant des neutrinos stables, à la masse totale de l'Univers. Si la masse des neutrinos est inférieure à la température du CMB au moment du découplage [Peccei 1999], la contribution en neutrinos s'écrit :

$$\Omega_\nu h^2 = \left(\frac{\sum_i m_{\nu_i}}{92,5 \text{ eV}} \right) .$$

La valeur h , comprise entre $0,6 \leq h \leq 0,8$, paramétrise l'incertitude sur la valeur de la constante de Hubble (qui traduit le taux d'expansion), $H = H_0 h = 71 h \text{ km/s/Mpc}$. D'après des limites observationnelles, $\Omega_m h^2 \simeq 0,135$ [Spergel et al. 2003] et pour $\Omega_\nu < \Omega_m$ on a $\sum m_i \lesssim 13 \text{ eV}$. Pour des neutrinos ayant des masses dégénérées (masses quasi-identiques), $m_\nu \lesssim 5 \text{ eV}$ pour chaque espèce de neutrinos. Soulignons que les derniers résultats de WMAP imposent une contrainte plus forte pour la limite des masses de neutrinos : $m_\nu \lesssim 0,23 \text{ eV}$.

1.4 Physique des oscillations

Lorsque qu'un ν_e interagit par courant chargé, seul un électron peut être produit dans l'état final. La création d'un autre lepton (muon ou tau), est impossible (de même un ν_μ ou un ν_τ ne donneront uniquement que des muons ou des taus). Cette distinction entre neutrinos est à l'origine de la conservation du nombre leptonique lors des processus d'interaction faible.

Lorsque des neutrinos sont produits dans une réaction ou lorsqu'ils interagissent dans un détecteur, c'est toujours sous forme ν_e , ν_μ ou ν_τ qu'ils sont observés. Or il n'est pas possible d'attribuer à ces trois états de neutrinos une masse définie. Certains phénomènes, comme la propagation dans le vide par exemple, font intervenir explicitement ces états de masse. Il est alors nécessaire de définir trois autres états : ν_1 , ν_2 et ν_3 de masse m_1 , m_2 et m_3 . Un neutrino de saveur α se décompose alors sur la base des $|\nu_k\rangle$ ($k = 1, 2, 3$) suivant :

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_{k=1}^3 U_{\alpha k}^* |\nu_k\rangle \quad (\alpha = e, \mu, \tau) , \quad (1.1)$$

où $|\nu_k\rangle$ est un état d'impulsion \vec{p} et d'énergie $E_k = \sqrt{p^2 + m_k^2} \simeq p + \frac{m_k^2}{2p}$ (en supposant $m_k \ll p$). U est une matrice de mélange, $U_{\alpha k} = \langle \nu_\alpha | \nu_k \rangle$, telle que $\sum_k U_{\alpha' k} U_{\alpha k}^* = \delta_{\alpha', \alpha}$ (matrice unitaire). Cette combinaison linéaire d'états propres de masse est à l'origine des phénomènes d'oscillation entre saveurs de neutrinos³.

1.4.1 Oscillation dans le vide

Dans le vide, $|\nu_k\rangle$ est état propre du hamiltonien H_0 d'une particule libre : $H_0 |\nu_k\rangle = E_k |\nu_k\rangle$. Considérons un neutrino ν_α produit à l'instant initial $t = 0$. Au temps t , en utilisant la relation 1.1, l'évolution de ν_α est décrite par :

$$|\nu_\alpha\rangle_t = e^{-iH_0 t} |\nu_\alpha\rangle_{t=0} = \sum_k U_{\alpha k}^* e^{-iE_k t} |\nu_k\rangle .$$

Il s'effectue une transition entre état de saveur de l'instant initial où le neutrino est produit à l'instant final où le neutrino est détecté. Lorsqu'il n'y a pas de changement de saveur, l'amplitude de probabilité ou amplitude de probabilité de survie, s'écrit :

$$\begin{aligned} A(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) &= \langle \nu_\alpha | \nu_\alpha \rangle_t \\ &= \sum_k U_{\alpha k} e^{-iE_k t} U_{\alpha k}^* \\ &= e^{-iE_1 t} \sum_k U_{\alpha k} U_{\alpha k}^* \left(e^{-i(E_k - E_1)t} \right) \\ &= e^{-iE_1 t} \sum_k U_{\alpha k} U_{\alpha k}^* \left(e^{-i(E_k - E_1)t} - 1 \right) + e^{-iE_1 t} \sum_k U_{\alpha k} U_{\alpha k}^* \\ &= e^{-iE_1 t} \left(1 + \sum_k U_{\alpha k} U_{\alpha k}^* (e^{-i(E_k - E_1)t} - 1) \right) . \end{aligned}$$

3. On pourra se reporter à [Lipkin 1999] pour une description en termes de paquets d'ondes.

La probabilité de survie dans la limite ultra-relativiste est :

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) &= |A(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha)|^2 \\ &= \left| 1 + \sum_{k \geq 1} U_{\alpha k} U_{\alpha k}^* \left(e^{-i \Delta m_{k1}^2 \frac{L}{2E}} - 1 \right) \right|^2, \end{aligned} \quad (1.2)$$

où $\Delta m_{k1}^2 = m_k^2 - m_1^2$ est la différence de carrés de masses⁴, E l'énergie des neutrinos. Le temps t a été remplacé par la distance source-détecteur L . Ainsi pour qu'il y ait des oscillations de neutrinos il faut $U \neq \mathbb{1}$ et $\Delta m_{k1}^2 L/E \gg 1$.

Dans le cas d'antineutrinos, la relation 1.1 décrivant les états de saveur, s'écrit :

$$|\bar{\nu}_\alpha\rangle = \sum_k U_{\alpha k} |\bar{\nu}_k\rangle, \quad (\alpha = e, \mu, \tau). \quad (1.3)$$

L'amplitude de probabilité $\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\alpha$ devient :

$$A(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\alpha) = \sum_k U_{\alpha'k}^* e^{-i E_k t} U_{\alpha k},$$

et la probabilité de survie est :

$$\begin{aligned} P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\alpha) &= |A(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\alpha)|^2 \\ &= \left| 1 + \sum_{k \geq 1} U_{\alpha k}^* U_{\alpha k} \left(e^{-i \Delta m_{k1}^2 \frac{L}{2E}} - 1 \right) \right|^2. \end{aligned} \quad (1.4)$$

Les probabilités issues des équations 1.2 et 1.4 sont donc identiques :

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) = P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\alpha).$$

Cette relation est une conséquence de l'invariance par CPT propre à la théorie locale des champs [Winter 1991]. Nous pouvons donc considérer dans le cas des oscillations de neutrinos dans le vide indistinctement $\bar{\nu}_\alpha$ et ν_α . Je prendrai donc la liberté d'écrire $\bar{\nu}_\alpha$ tout au long de cette partie et de confondre antineutrino et neutrino. Ce choix est conforté par le fait que je m'intéresse plus particulièrement aux (anti) neutrinos issus des réacteurs nucléaires.

1.4.1.1 Oscillation à deux neutrinos

Comme nous le verrons par la suite, l'oscillation des neutrinos de réacteurs nucléaires à trois familles de neutrinos est identique à une étude des oscillations à deux familles de neutrinos. Je détaille donc ici ce cas particulier.

Considérons une transition entre deux familles de neutrinos. En reprenant l'équation 1.4, pour $k = 2$ la probabilité de survie s'écrit :

$$\begin{aligned} P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\alpha) &= \left| 1 + |U_{\alpha 2}|^2 \left(e^{-i \Delta m_{21}^2 \frac{L}{2E}} - 1 \right) \right|^2 \\ P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\alpha) &= 1 - 2 |U_{\alpha 2}|^2 \left(1 - |U_{\alpha 2}|^2 \right) \left[1 - \cos\left(\Delta m_{21}^2 \frac{L}{2E}\right) \right]. \end{aligned}$$

4. Les masses des neutrinos sont numérotées telles que $m_1 < m_2 < m_3$, c'est une hiérarchie normale des masses qui est considérée ici.

Introduisons l'angle θ , interprété comme un angle de mélange entre les saveurs :

$$|U_{\alpha 2}|^2 = \sin^2 \theta \quad \text{et} \quad |U_{\alpha' 2}|^2 = 1 - |U_{\alpha 2}|^2 = \cos^2 \theta .$$

La probabilité de survie devient :

$$\begin{aligned} P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\alpha) &= 1 - \sin^2 2\theta \left(1 - \cos \Delta m_{21}^2 \frac{L}{4E} \right) \\ P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\alpha) &= 1 - \frac{1}{2} \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\pi \frac{L}{L_{21}^{\text{osc}}} \right) , \end{aligned} \quad (1.5)$$

où L_{21}^{osc} est appelée la longueur d'oscillation, $L_{21}^{\text{osc}} = 4\pi \frac{E}{\Delta m_{21}^2}$. Après un parcours L , la probabilité de survie d'un $\bar{\nu}_e$ devient en unités usuelles :

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left(1,27 \frac{\Delta m_{21}^2 [\text{eV}^2] L [\text{m}]}{E [\text{MeV}]} \right) . \quad (1.6)$$

L'amplitude des oscillations varie en fonction de $\sin^2 2\theta$, tandis que la valeur de Δm^2 module la fréquence des oscillations. Ces deux paramètres, θ et Δm^2 caractérisent l'oscillation des neutrinos et c'est dans le plan Δm^2 versus θ que seront représentées la recherche puis la mise en évidence de l'oscillation.

Comme nous l'avons vu au travers de l'équation 1.2, pour qu'il y ait oscillation de neutrinos il faut que la différence de masses carrées respecte la condition :

$$\Delta m^2 \gtrsim \frac{E}{L} . \quad (1.7)$$

Dans cette inégalité Δm^2 est en eV^2 , L en m (km) et E en MeV (GeV). Plus le rapport L/E est grand plus le Δm^2 accessible expérimentalement est petit. Ainsi pour étudier l'oscillation des neutrinos dans le vide pour des petites valeurs en Δm^2 il convient d'avoir une distance source-détecteur suffisante et des neutrinos de faible énergie. C'est donc une estimation de la sensibilité d'une expérience à déterminer la valeur de Δm^2 que traduit l'inégalité 1.7. Les régions accessibles à ce paramètre pour différents types d'expériences sont présentées dans le tableau 1.1. De par

Expériences	L(m)	E(MeV)	$\Delta m^2(\text{eV}^2)$
Réacteurs (1)	10^6	3	$3 \cdot 10^{-6}$
(2)	10^5	3	$3 \cdot 10^{-5}$
(3)	$20 \cdot 10^3$	3	$1,5 \cdot 10^{-5}$
Accélérateurs	10^3	10^3	1
	10^6	10^3	10^{-3}
Atmosphériques	10^7	10^3	10^{-4}
Solaires	10^{11}	1	10^{-11}

TAB. 1.1 – Zones de sensibilité en fonction du type d'expérience considéré dans le cadre des oscillations dans le vide. L'ordre de grandeur des énergies de neutrinos E et les distances L sources-détecteurs sont présentés. Pour les expériences de neutrinos réacteurs, j'ai choisi de faire figurer l'expérience Borexino (1) et l'expérience KamLAND (2). En (3) figure la proposition d'expérience HLMA en attente d'une plus grande statistique dans les résultats de KamLAND (solutions dites LMA I ou LMA II voir section 2.3).

les distances des réacteurs nucléaires, l'expérience Borexino peut explorer des régions plus basses en Δm^2 que l'expérience KamLAND (voir respectivement Réacteurs (1) et (2) dans le tableau 1.1). Notons que l'expérience HLMA (Réacteurs (3) dans le tableau 1.1) est une expérience en attente d'une plus grande statistique des résultats de KamLAND, pouvant ainsi statuer quant aux solutions possibles pour les paramètres d'oscillation des neutrinos (régions dites LMA I ou LMA II).

À titre de comparaison, pour réaliser une expérience de type neutrino accélérateur dans les mêmes domaines de sensibilités que les neutrinos de réacteurs nucléaires, il faudrait une distance source-détecteur de un million de km !

La figure 1.3 présente le nombre d'événements attendus pour un type d'expérience donnée en fonction de L/E (qui varie à l'inverse de Δm^2). Les expériences KamLAND et Borexino permettent la détection des neutrinos de réacteurs nucléaires et solaires, et sont donc indiquées deux fois sur la figure. L'expérience SuperKamiokande permet la détection des neutrinos solaires et atmosphériques. Les expériences de neutrinos accélérateurs sont représentées par Nomad, LSND ou encore K2K.

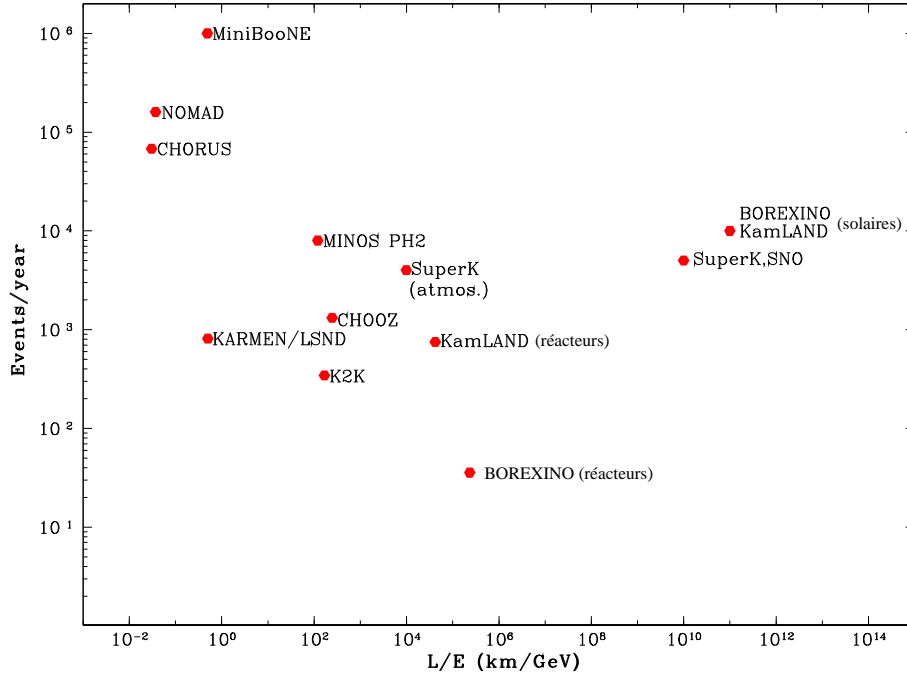


FIG. 1.3 – Nombre d'événements attendus en fonction de la sensibilité L/E et de l'expérience considérée [Bahcall 2003]. À noter que les deux positions possibles pour KamLAND et pour Borexino correspondent aux deux types de détections : antineutrinos de réacteurs nucléaires et neutrinos solaires.

La comparaison entre le nombre N d'événements attendus sans oscillation avec une réduction possible du taux d'événements mesurés par une expérience N_{obs} est une signature possible de l'oscillation de neutrinos.

Deux informations complémentaires peuvent être déduites de l'équation 1.6 :

1. une information sur la norme, c'est à dire intégrée sur le spectre en énergie $\rho(E)$, consistant à comparer N et $N_{obs}(\Delta m^2, \sin^2 2\theta) = \int NP(E, \bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\alpha) \rho(E) dE$;

2. une information sur la distorsion du spectre consistant à comparer le nombre d'événements sans oscillation pour une énergie E donnée $N(E)$ avec $N_{obs}(E, \Delta m^2, \sin^2 2\theta) = N(E) \times P(E, \bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e)$.

Notons que l'étude sur la norme est une étude qualitative des paramètres d'oscillation, celle-ci ne tient pas compte en effet de la résolution en énergie des expériences.

Présentons ces deux cas par l'étude des $\bar{\nu}_e$ provenant de réacteurs nucléaires possédant une énergie moyenne $\bar{E} = 3$ MeV et une largeur en énergie $\partial E = 3$ MeV (voir figure 5.5 page 66).

1.4.1.2 Analyse du nombre total d'événements

La figure 1.5 montre la probabilité moyenne de survie intégrée sur l'ensemble du spectre en énergie des $\bar{\nu}_e$ (dont le spectre en énergie dans le cas d'une non oscillation est présenté sur la figure 1.4) en fonction de Δm^2 , pour un angle de mélange maximum ($\sin^2 2\theta = 1$) et pour différentes valeurs de L .

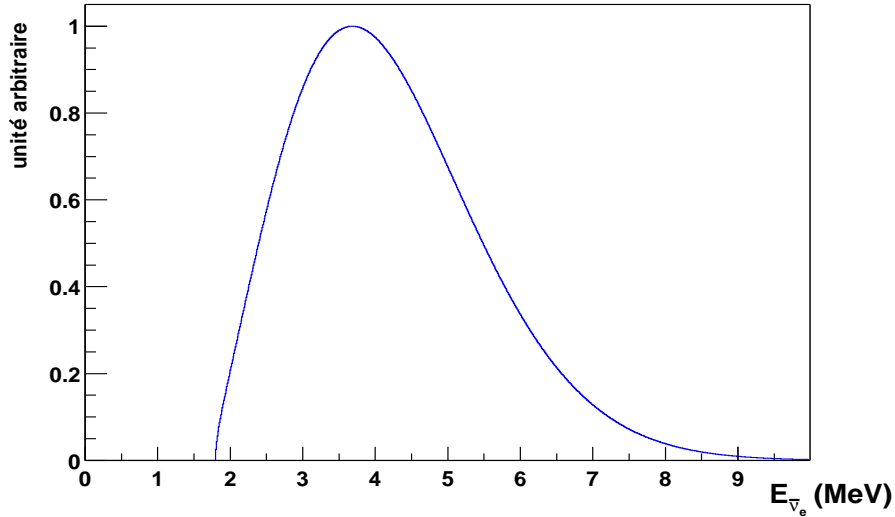


FIG. 1.4 – Spectre de neutrinos de réacteurs nucléaires attendu dans le cas d'une non oscillation, lors d'une détection par une réaction de capture β inverse : $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$. On se reportera au chapitre 5 pour une description détaillée de la réaction de capture.

La figure 1.5 présente les expériences Borexino, KamLAND et un projet d'expérience de neutrinos réacteurs nucléaires à plus courte distance (expérience HLMA). Les oscillations ayant une période trop petite, *i.e.* pour de grandes valeurs de Δm^2 , sont supprimées. L'expérience n'est sensible qu'à la probabilité moyenne $1 - 1/2 \sin^2 2\theta$, c'est à dire à $1/2$ dans le cas présent. Cette situation apparaît lorsque la largeur ∂E du spectre en énergie des neutrinos est supérieure à la différence $|\Delta(E)|$ entre deux pics successifs d'oscillation⁵ :

$$\partial E \gtrsim |\Delta(E)| = \frac{(1,27\Delta m^2 L/\pi)^{-1} E^2}{1 + (1,27\Delta m^2 L/\pi)^{-1} E} \quad (1.8)$$

5. La probabilité dans l'équation 1.6 étant de période π , la largeur entre deux pics $|\Delta(E)|$ satisfait à $\frac{1,27\Delta m^2 L}{E + \Delta(E)} - \frac{1,27\Delta m^2 L}{E} = \pi$.

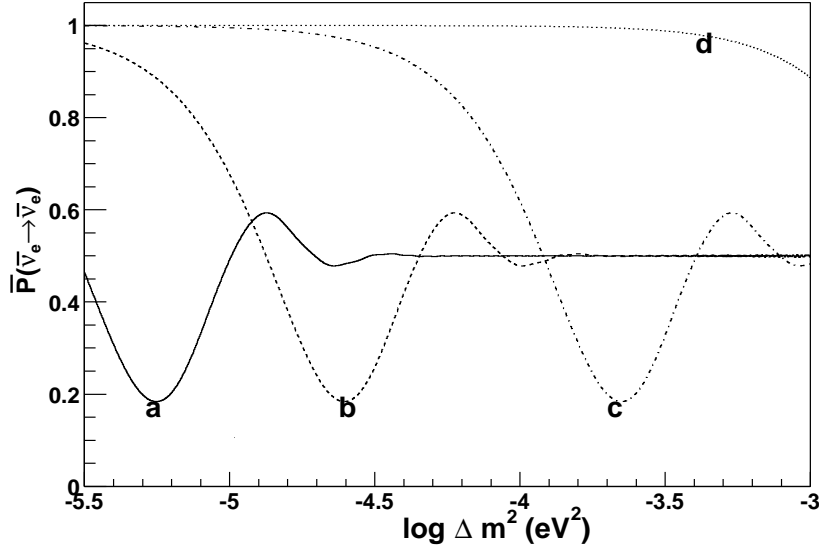


FIG. 1.5 – Probabilité de survie des $\bar{\nu}_e$ de réacteurs nucléaires moyennée sur l'ensemble du spectre en énergie (présenté sur la figure 1.4) en fonction de $\log \Delta m^2$, pour $\sin^2 2\theta = 1$. Les courbes correspondent à différentes distances L : 1 000 km (a), 180 km (b), 20 km (c) et 1 km (d).

L'argument dépendant de Δm^2 dans l'équation 1.6 est une fonction strictement décroissante de l'énergie, $\Delta(E)$ est négatif. La condition 1.8 contraint l'observation possible d'une oscillation de neutrinos, et peut se réécrire, pour $E = \bar{E}$, en fonction du paramètre Δm^2 :

$$\Delta m^2 (\text{eV}^2) \gtrsim \frac{\bar{E}(\bar{E} + \partial E)\pi}{1,27\partial E L} \simeq 1,5 \cdot 10^{-2} L^{-1} (\text{km}) . \quad (1.9)$$

Pour l'expérience KamLAND située à une distance moyenne $L \simeq 180$ km de réacteurs nucléaires, la situation apparaît pour $\Delta m^2 \gtrsim 8,3 \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2$ ($\log \Delta m^2 (\text{eV}^2) = -4,08$). Pour Borexino, situé à une distance moyenne plus grande $L \simeq 1000$ km, la zone de sensibilité sera plus basse $\Delta m^2 \gtrsim 3 \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2$ ($\log \Delta m^2 (\text{eV}^2) = -4,82$). Pour des valeurs de $\Delta m^2 \gtrsim 1,5 \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2$ il y a une dégénérescence sur la différence de masse carrée. Borexino ne peut apporter des informations sur la valeur de Δm^2 que par une étude en norme des oscillations. C'est pour des valeurs supérieures en Δm^2 , *i.e.* pour $\Delta m^2 \gtrsim 2 \cdot 10^{-4} \text{ eV}^2$, que KamLAND se retrouve dans la même situation. Une autre expérience, basée sur la détection des neutrinos de réacteurs nucléaires, à des distances plus proches, est alors nécessaire : c'est ce que propose de faire l'expérience HLMA [Petcov and Piai 2002] [Schonert et al. 2003] (projet en attente des résultats de KamLAND avec une plus grande statistique). HLMA est une expérience située à une distance d'environ $L = 20$ km de réacteurs nucléaires et pourra sonder des régions plus grandes en Δm^2 ($\Delta m^2 \gtrsim 2 \cdot 10^{-4} \text{ eV}^2$).

Dans le cas où $\sin^2 2\theta$ est un paramètre libre, nous pouvons représenter la probabilité de survie dans le plan $(\Delta m^2, \sin^2 2\theta)$ et exclure les régions où les oscillations n'apparaissent pas. Sur les figures 1.6(b) et 1.6(a) sont représentés des iso-contours de probabilités pour deux distances d'oscillation se référant respectivement aux expériences Borexino et KamLAND. Ainsi dans le cas $P(\Delta m^2, \sin^2 2\theta) < 0,6$, *i.e.* $N_{\text{obs}}/N < 0,6$ toute la partie gauche du graphique peut être exclue. Vu le rapport des distances, Borexino peut descendre plus bas en Δm^2 d'environ un ordre de grandeur et permet ainsi de vérifier les résultats de KamLAND.

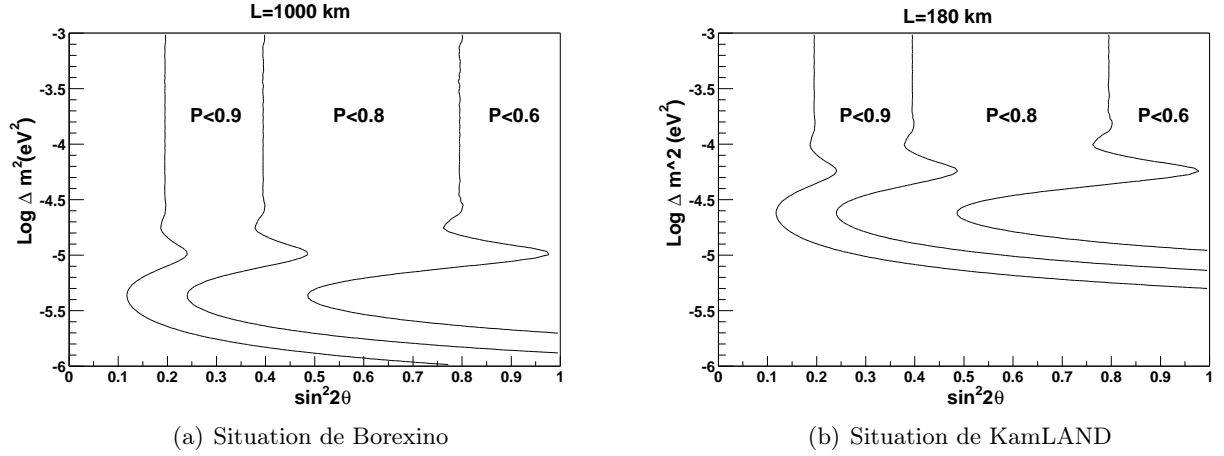


FIG. 1.6 – Probabilité de survie des $\bar{\nu}_e$ de réacteurs nucléaires, moyennée sur l'ensemble du spectre en énergie des $\bar{\nu}_e$, dans le plan $(\Delta m^2, \sin^2 2\theta)$ pour deux distances source-détecteur. En (a) l'expérience Borexino et en (b) l'expérience KamLAND.

1.4.1.3 Analyse de la distorsion du spectre en énergie

Une distorsion dans le spectre, entendons une modulation dans la forme du spectre en fonction de l'énergie des neutrinos, montre de manière évidente leur oscillation. Pour une distance fixée, les neutrinos qui ont différentes énergies arrivent dans le détecteur avec différentes phases. En reprenant l'équation 1.8 et en considérant cette fois ∂E comme la résolution en énergie d'une expérience, on peut contraindre la résolution ∂E afin de discerner les modulations dans le spectre des $\bar{\nu}_e$. La condition sur la résolution en énergie noté FWHM⁶, s'exprime alors par :

$$\text{FWHM} \lesssim \partial E = \frac{(1,27\Delta m^2 L/\pi)^{-1} E^2}{1 + (1,27\Delta m^2 L/\pi)^{-1} E}.$$

Pour Kamland nous avons $\text{FWHM} \simeq 2,35 \times 7,5 \% \sqrt{E}$ [Eguchi et al. 2003] et pour Borexino $\text{FWHM} \simeq 2,35 \times 7 \% \sqrt{E}$ [Schonert et al. 2003]. Les différentes conditions à la fois sur l'énergie et sur la valeur en Δm^2 sont résumées dans le tableau 1.2. Ainsi Kamland et Borexino discernent les modulations dans le spectre $\bar{\nu}_e$ pour des valeurs de $\Delta m^2 \simeq 6,9 \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2$. En effet, pour une énergie de 4 MeV Borexino possède une résolution en énergie inférieure à la largeur entre deux pics d'oscillation, *i.e.* $\text{FWHM} \simeq 0,33 < \partial E \simeq 0,6$. En revanche pour $\Delta m^2 \simeq 2 \cdot 10^{-4} \text{ eV}^2$ seul KamLAND peut apporter encore une information, la résolution étant encore inférieure à la largeur entre deux pics d'oscillations. Soulignons que pour des valeurs de Δm^2 supérieures, la résolution en énergie de KamLAND ne permet plus de discerner une distorsion de spectre (on voit ici la nécessité de l'expérience HLMA). Il est important de noter, dans le cas où $\Delta m^2 \simeq 6,9 \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2$, qu'il faudra un temps de fonctionnement plus grand pour l'expérience Borexino que pour l'expérience KamLAND pour discerner cette distorsion dans le spectre en énergie des neutrinos. Cet état de fait est la conséquence de la faible statistique de l'expérience Borexino dans la détection des neutrinos réacteurs, environ 30 événements par an sans oscillation sont attendus, contre 800 pour l'expérience KamLAND.

6. La résolution en énergie dépend du nombre de photo-électrons par MeV déposés dans le scintillateur. Ce nombre est grand, typiquement 300 photo-électrons par MeV. Une statistique gaussienne peut être appliquée sur la résolution en énergie, c'est pourquoi nous exprimons cette résolution par la largeur à mi hauteur FWHM.

		3 MeV	4 MeV	5 MeV
Borexino	FWHM(MeV)	0,28	0,33	0,36
	$\frac{\partial E}{\partial E}(\text{ MeV}) (\Delta m^2 = 6,9 \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2)$	0,30	0,50	0,76
	$\frac{\partial E}{\partial E}(\text{ MeV}) (\Delta m^2 = 2 \cdot 10^{-4} \text{ eV}^2)$	0,10	0,19	0,30
KamLAND	FWHM(MeV)	0,30	0,35	0,40
	$\frac{\partial E}{\partial E}(\text{ MeV}) (\Delta m^2 = 6,9 \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2)$	1,12	1,77	2,50
	$\frac{\partial E}{\partial E}(\text{ MeV}) (\Delta m^2 = 2 \cdot 10^{-4} \text{ eV}^2)$	0,51	0,86	1,27
	$\frac{\partial E}{\partial E}(\text{ MeV}) (\Delta m^2 = 4 \cdot 10^{-4} \text{ eV}^2)$	0,28	0,48	0,73

TAB. 1.2 – Condition sur la résolution en énergie dans l'expérience Borexino et KamLAND permettant de distinguer une modulation dans la forme du spectre des neutrinos de réacteurs nucléaires. Plusieurs situations sont observées suivant la valeur du paramètre d'oscillation Δm^2 . Pour une énergie de 4 MeV, Borexino et KamLAND peuvent voir une distorsion du spectre pour $\Delta m^2 \simeq 6,9 \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2$.

1.4.2 Oscillation à trois neutrinos

Dans le cas d'oscillation à trois neutrinos, la matrice qui relie les états propres de saveurs aux états propres de masses est donnée par la matrice 3×3 :

$$V = U A .$$

La matrice A contient les termes de phases de Majorana (non observables avec des expériences d'oscillation neutrino) :

$$A = \begin{pmatrix} e^{i\alpha} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\beta} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} .$$

La matrice U est la matrice MNSP⁷[King 2001] qui s'écrit :

$$U_{\text{MNSP}} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu 1} & U_{\mu 2} & U_{\mu 3} \\ U_{\tau 1} & U_{\tau 2} & U_{\tau 3} \end{pmatrix} .$$

Elle peut être décrite comme le produit de trois matrices complexes contenant la phase de Dirac δ de violation de CP :

$$U_{\text{MNSP}} = U_{23} U_{13} U_{12} .$$

Avec :

$$U_{23} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} ,$$

$$U_{13} = \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} ,$$

$$U_{12} = \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} .$$

7. Analogue à la matrice CKM qui décrit le mélange des quarks [Winter 1991].

Avec $s_{ij} \equiv \sin \theta_{ij}$ et $c_{ij} \equiv \cos \theta_{ij}$ ($0 \leq \theta_{ij} \leq \pi/2$).

En reprenant l'équation 1.4 et en considérant trois neutrinos, la probabilité de survie s'écrit :

$$P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\alpha) = \left| 1 + |U_{\alpha 2}|^2 (e^{-i\Delta m_{21} \frac{L}{E}} - 1) + |U_{\alpha 3}|^2 (e^{-i\Delta m_{31} \frac{L}{E}} - 1) \right|^2. \quad (1.10)$$

Le résultat des analyses de l'expérience Chooz à deux familles de neutrinos [Apollonio et al. 2003], reste valide dans le cas à trois familles de neutrinos [Bilenky et al. 2002]. Les deux différences de masses carrées, $\Delta m_{21}^2 > 0$ et $\Delta m_{31}^2 > 0$ obéissent alors à la relation de hiérarchie :

$$\Delta m_{21}^2 \ll \Delta m_{31}^2,$$

dite hiérarchie normale des masses. Dans ce cas nous pouvons faire l'identification⁸ :

$$\Delta m_{12}^2 \simeq \Delta m_\odot^2, \quad \Delta m_{31}^2 \simeq \Delta m_{\text{atm}}^2.$$

Et :

$$|U_{e1}| = \cos \theta_\odot \sqrt{1 - |U_{e3}|^2}, \quad |U_{e2}| = \sin \theta_\odot \sqrt{1 - |U_{e3}|^2},$$

avec :

$$\theta_\odot = \theta_{12}, \quad |U_{e3}|^2 = \sin^2 \theta_{13}.$$

Ainsi l'équation 1.10 devient :

$$\begin{aligned} P^{3\nu}(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = & 1 - 2|U_{e3}|^2(1 - |U_{e3}|^2) \left[1 - \cos \frac{\Delta m_{31}^2 L}{2E} \right] - \frac{1}{2}(1 - |U_{e3}|^2)^2 \sin^2 2\theta_\odot \left[1 - \cos \frac{\Delta m_\odot^2 L}{2E} \right] \\ & + 2|U_{e3}|^2(1 - |U_{e3}|^2) \sin^2 \theta_\odot \left[\cos \left(\frac{\Delta m_{31}^2 L}{2E} - \frac{\Delta m_\odot^2 L}{2E} \right) - \cos \frac{\Delta m_{31}^2 L}{2E} \right]. \end{aligned} \quad (1.11)$$

L'exposant 3ν indique que la probabilité prend en compte trois saveurs de neutrinos⁹. Une nouvelle longueur d'oscillation apparaît ici :

$$L_{31}^{\text{osc}}[m] = 2,48 \frac{E[\text{MeV}]}{\Delta m_{31}^2[\text{eV}^2]}.$$

Plusieurs informations d'expériences de neutrinos peuvent être exploitées en vue de simplifier l'expression 1.11. Dans le cas d'une hiérarchie normale on a : $\Delta m_\odot^2 \ll \Delta m_{31}^2$ et $L_{31}^{\text{osc}} \ll L_{21}^{\text{osc}}$, le dernier terme de l'équation 1.11 est nul.

Les analyses de l'expérience SuperKamiokande (voir 2.1.3 page 24) sur les neutrinos atmosphériques, suggèrent que les ν_μ ($\bar{\nu}_\mu$) oscillent majoritairement en ν_τ ($\bar{\nu}_\tau$). Ces oscillations imposent une condition sur la valeur de Δm_{atm}^2 [Bilenky et al. 2002] (99% C.L.) :

$$1,3 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2 \lesssim \Delta m_{\text{atm}}^2 \lesssim 5,0 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$$

Pour $E = \bar{E} \simeq 3 \text{ MeV}$ on a $L_{31}^{\text{osc}} \in [1,5 \text{ km}, 5,8 \text{ km}]$. La relation 1.9 est satisfaite, l'oscillation a donc lieu très rapidement et ne peut être vue : on peut moyenner $\cos \frac{\Delta m_{31}^2 L}{2E}$ et les effets de Δm_{31}^2 disparaissent. De plus $|U_{e3}|^2$ est contraint par l'expérience Chooz [Bilenky et al. 2002] :

$$|U_{e3}|^2 \lesssim 2,9 \cdot 10^{-2}.$$

8. Le symbole \odot et la contraction « atm » désignent respectivement les neutrinos solaires et les neutrinos atmosphériques.

9. Vérifiant $P^{3\nu}(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) + P^{3\nu}(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\mu) + P^{3\nu}(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\tau) = 1$.

Finalement on a :

$$\begin{aligned}
 P^{3\nu}(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) &\simeq 1 - \frac{1}{2}(2,9 \cdot 10^{-2})(1 - 2,9 \cdot 10^{-2}) - \frac{1}{2}(1 - 2,9 \cdot 10^{-2})^2 \sin^2 2\theta_\odot \left[1 - \cos \frac{\Delta m_{21}^2 L}{2E} \right] \\
 &\simeq 1 - \frac{1}{2} \sin^2 2\theta_\odot \left[1 - \cos \frac{\Delta m_\odot^2 L}{2E} \right] \\
 &\simeq 1 - \frac{1}{2} \sin^2 2\theta_\odot \left[1 - \cos \pi \frac{L}{L_{12}^{\text{osc}}} \right]. \tag{1.12}
 \end{aligned}$$

On retrouve la formule 1.6. L'oscillation dans le vide à trois antineutrinos est identique au cas d'une oscillation à deux antineutrinos pour les neutrinos issus de réacteurs nucléaires d'énergie moyenne d'environ 3 MeV.

1.5 Oscillations dans la matière à densité constante

Il a été mis en évidence par Mikheyev, Smirnov et Wolfenstein que le modèle de l'oscillation des neutrinos dans le vide peut être modifié par des effets de matière (ou effet MSW). La probabilité d'interaction d'un neutrino avec la matière est faible. Cependant, elle peut être considérablement plus élevée par des « diffusions cohérentes vers l'avant », c'est à dire lorsqu'un neutrino interagit sans modifier ni sa direction, ni son énergie. Or comme la matière ne contient pas de muons ou de tau, les neutrinos électrons sont beaucoup plus sensibles à ces diffusions cohérentes que les neutrinos des autres saveurs. Il y a donc une dissymétrie dans l'interaction responsable d'un terme supplémentaire d'énergie s'ajoutant au hamiltonien d'une particule libre. L'oscillation des neutrinos dans la matière est alors gouvernée par l'équation :

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} \bar{\nu}_e \\ \bar{\nu}_\mu \\ \bar{\nu}_\tau \end{pmatrix} = \bar{H} \begin{pmatrix} \bar{\nu}_e \\ \bar{\nu}_\mu \\ \bar{\nu}_\tau \end{pmatrix} = \frac{1}{2E_\nu} \left[\bar{H}_0 + \begin{pmatrix} -a & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \right] \begin{pmatrix} \bar{\nu}_e \\ \bar{\nu}_\mu \\ \bar{\nu}_\tau \end{pmatrix}, \tag{1.13}$$

H_0 est l'hamiltonien d'une particule libre et a le terme d'effet de matière [Aoki et al. 2003] :

$$a = 2\sqrt{2}G_F n_e E_\nu = \left[7,56 \cdot 10^{-5} (\text{eV}^2) \left(\frac{\rho}{\text{g/cm}^3} \right) \left(\frac{E_\nu}{\text{GeV}} \right) \right] \frac{Y_e}{0,5}.$$

G_F est la constante de Fermi, n_e est la densité d'électrons dans la matière, E_ν est l'énergie des neutrinos et ρ la densité de matière. Le terme Y_e traduit la densité relative d'électrons dans la matière et s'écrit en fonction de la densité de protons (n_p) et de neutrons (n_n) : $Y_e = n_e/(n_p + n_n) = 1/2$. Cette dissymétrie conduit à considérer des états propres de propagation dans la matière notée ν_1^m , ν_2^m et ν_3^m .

Dans le cas des neutrinos de réacteurs nucléaires, les distances de parcours sont telles qu'ils ne rencontrent que la croûte terrestre où la densité de matière est constante (environ $3 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$). En effet, pour des distances de parcours de 1000 km (et a fortiori pour des distances plus faibles), les neutrinos ne pénètrent guère plus qu'à 30 km de profondeur. Dans ce cas on définit une nouvelle longueur d'oscillation L_{12}^{mat} et un nouvel angle de mélange $\sin^2 2\theta^{\text{mat}}$, définis par :

$$L_{21}^{\text{mat}} = \frac{L_{21}^{\text{osc}}}{\sqrt{\left(\cos 2\theta + \frac{N_e}{N'_e} \right)^2 + \sin^2 2\theta}},$$

$$\sin^2 2\theta^{\text{mat}} = \frac{\sin^2 2\theta}{\left(\cos 2\theta + \frac{N_e}{N'_e}\right)^2 + \sin^2 2\theta}.$$

N_e est la densité d'électrons, exprimée en mol^{-1} , du milieu considéré, soit en fonction du nombre d'Avogadro \mathcal{N}_A : $N_e \simeq (1,4 - 1,5) \mathcal{N}_A \text{ cm}^{-3}$ [Dziewonski and Anderson 1981]. N'_e s'exprime sous la forme :

$$N'_e = 6,6 \cdot 10^6 \frac{\Delta m_{21}^2 [\text{eV}^2]}{E_{\bar{\nu}_e} [\text{MeV}]} \mathcal{N}_A \text{ cm}^{-3}. \quad (1.14)$$

On peut reprendre l'égalité 1.12 et remplacer L_{12}^{osc} par L_{12}^{mat} et $\sin^2 2\theta$ par $\sin^2 2\theta^{\text{mat}}$. La probabilité d'oscillation devient :

$$P^{3\nu}(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = 1 - \frac{1}{2} \sin^2 2\theta^{\text{mat}} \left[1 - \cos 2\pi \frac{L}{L_{21}^{\text{mat}}} \right]. \quad (1.15)$$

Plusieurs possibilités sont donc à étudier suivant la valeur des paramètres d'oscillation $\sin^2 2\theta$ et Δm^2 (l'énergie $E_{\bar{\nu}_e}$ est prise à 3 MeV). Nous prendrons ici trois cas particuliers qui seront justifiés par la suite au travers des résultats des expériences de neutrinos solaires et des expériences de neutrinos de réacteurs nucléaires :

- $\Delta m^2 \simeq 7,7 \cdot 10^{-6} \text{ eV}^2$ et $\sin^2 2\theta \simeq 6,7 \cdot 10^{-3}$.

Le rapport N_e/N'_e est d'environ 13% et $N_e/N'_e \ll \cos^2 2\theta$. Ainsi $L_{12}^{\text{mat}} \simeq L_{12}^{\text{osc}}$ et $\sin^2 2\theta^{\text{mat}} \simeq \sin^2 2\theta$. Pour ce couple de paramètres d'oscillation, l'oscillation des neutrinos de réacteurs nucléaires dans la matière est identique à l'oscillation des neutrinos dans le vide ;

- $\Delta m^2 \simeq 7,7 \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2$ et $\sin^2 2\theta \simeq 1$.

Le rapport N_e/N'_e est de 1 %, la conclusion vue précédemment reste valable ;

- $\Delta m^2 \simeq 1,0 \cdot 10^{-7} \text{ eV}^2$, $\sin^2 2\theta \simeq 0,94$.

Dans ce cas, $N_e/N'_e \simeq 10$ et les effets de matière ne sont plus négligeables. Il faut tenir compte de la densité d'électrons rencontrés par les neutrinos dans le manteau terrestre.

Comme nous le verrons au chapitre suivant, les paramètres d'oscillation privilégiés correspondent au deuxième cas évoqué. Les effets de matière sont donc négligeables et l'étude de l'oscillation des neutrinos de réacteurs nucléaires se fait en tenant compte du formalisme de l'oscillation dans le vide à deux familles de neutrinos.

Chapitre 2

Les sources de neutrinos et les résultats des expériences associées

Sur Terre, le Soleil est la source la plus importante en neutrinos, avec quelques 65 milliards de neutrinos par seconde et par centimètre carré. Initiées en 1967 par R. Davis, dans la mine de Homestake, les expériences de neutrinos solaires se sont dès lors succédées avec toujours le même résultat : les flux prédits par les modèles théoriques du Soleil ne sont pas en accord avec ceux mesurés par les différentes expériences. Si la grande confiance portée au modèle standard du Soleil (MSS) n'est plus à remettre en question (des observations comme l'héliosismologie [Miramonti and Reseghetti 2002] l'ayant notamment confirmé), c'est bel et bien qu'il « se passe quelque chose » entre le Soleil et la Terre. Ce désaccord est appelé communément le problème des neutrinos solaires ou SNP pour *Solar Neutrino Problem*. Parallèlement aux expériences de neutrinos solaires, l'expérience KamLAND a pour vocation la détection des neutrinos issus de réacteurs nucléaires. Située à environ 180 km des réacteurs nucléaires japonais, KamLAND est en mesure de tester une solution particulière des paramètres d'oscillation des neutrinos solaires.

2.1 Les neutrinos solaires et les expériences associées

C'est en avril 2002, que le SNP a pris une nouvelle dimension : l'expérience SNO a montré que les neutrinos électron émis par le Soleil oscillent au profit des neutrinos muon ou tau. Le déficit en neutrinos électron constaté par les expériences précédentes est alors en accord avec ce modèle. Avant d'expliquer en quoi SNO marque un tournant dans la physique des neutrinos solaires, il convient d'étudier les mécanismes de production de ces derniers.

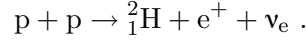
2.1.1 Mécanismes de production des neutrinos dans le Soleil

Le Soleil est une étoile composée majoritairement d'hydrogène, environ 75% en masse, et d'hélium environ 25% en masse¹. La température varie de quelques milliers de kelvins en surface à quelques millions de kelvins en son centre. La pression du gaz crée une force qui s'oppose à la gravité de l'étoile : le Soleil est en équilibre hydrostatique. La température au cœur du Soleil est suffisante pour initier des réactions nucléaires de fusion. Trois chaînes de réactions dominent :

- la chaîne PPI décrit la production de neutrinos électron appelés ν_{pp} à partir de la fusion

1. Soulignons aussi la présence d'éléments plus lourds comme le carbone, l'azote et l'oxygène.

de deux protons. La réaction est décrite par :



Les neutrinos ainsi créés possèdent un spectre continu jusqu'à 420 keV (voir figure 2.1) ;

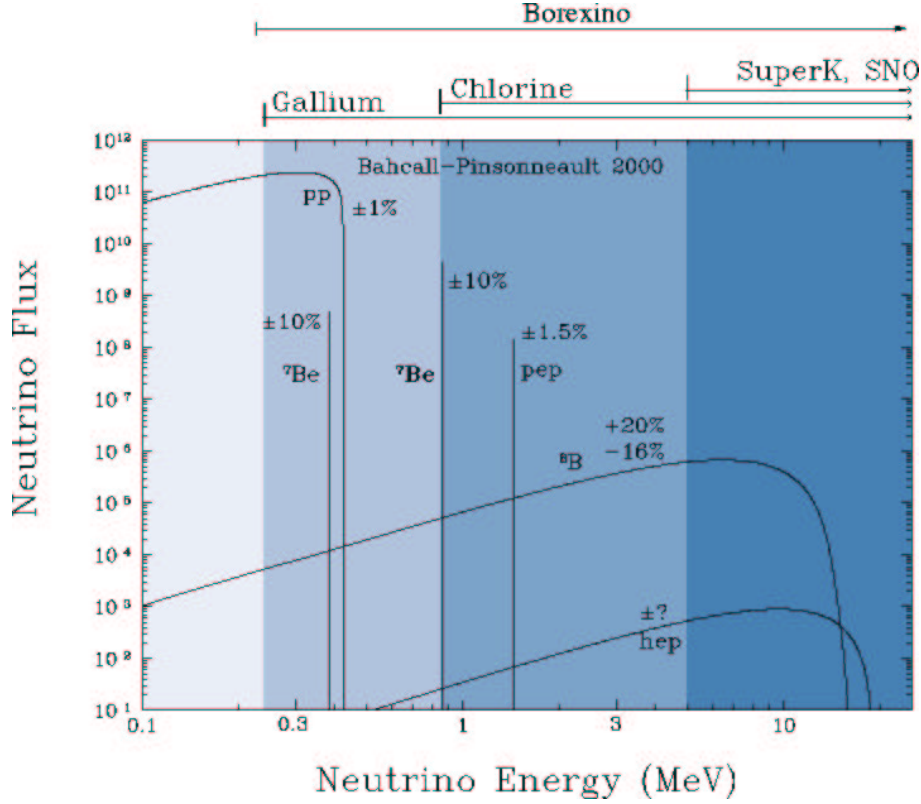
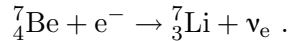


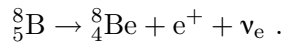
FIG. 2.1 – Spectre des neutrinos solaires, avec les seuils en énergie de différentes expériences. L'échelle verticale est exprimée en $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{MeV}^{-1}$ pour les spectres continus et en $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ pour les raies mono-énergétiques [Bahcall 2003].

- la chaîne PPII décrit la production de neutrinos mono-énergétiques appelés $\nu_{7\text{Be}}$ par l'intermédiaire d'une capture électronique sur un atome de ${}^7\text{Be}$. La réaction s'écrit :



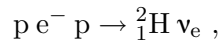
Notons que suivant l'état final de l'atome ${}^7\text{Li}$, excité ou non, deux énergies pour les neutrinos sont à prévoir : une raie mono-énergétique à 383 keV et une à 862 keV (voir figure 2.1) ;

- la chaîne PPIII produit des neutrinos dit $\nu_{8\text{B}}$ issus de la désintégration β^+ d'un atome de ${}^8\text{B}$, suivant la réaction :

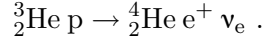


C'est un spectre continu qui s'étend jusqu'à environ 15 MeV (voir figure 2.1).

Il existe également d'autres réactions de production² de neutrinos :



2. Notons qu'il existe des mécanismes de production de neutrinos à partir d'éléments plus lourds, mettant en jeu du carbone, de l'azote et de l'oxygène (CNO).



Les neutrinos produits sont appelés respectivement ν_{pep} et ν_{hep} .

Suivant les techniques de détection, les expériences de neutrinos solaires possèdent différents seuils en énergie et sont donc sensibles à différentes composantes du spectre présenté sur la figure 2.1.

Il est important de noter ici que l'ensemble de ces réactions ne produit que des neutrinos de type électron (ν_e).

2.1.2 Énoncé du problème des neutrinos solaires

La figure 2.2 présente la prédiction du MSS et les résultats de six expériences actuelles de détection des neutrinos solaires : chlore, SuperKamiokande, Kamiokande, GALLEX/GNO, SAGE et SNO. Pour l'ensemble de ces six expériences le flux mesuré est moindre que celui détecté. C'est

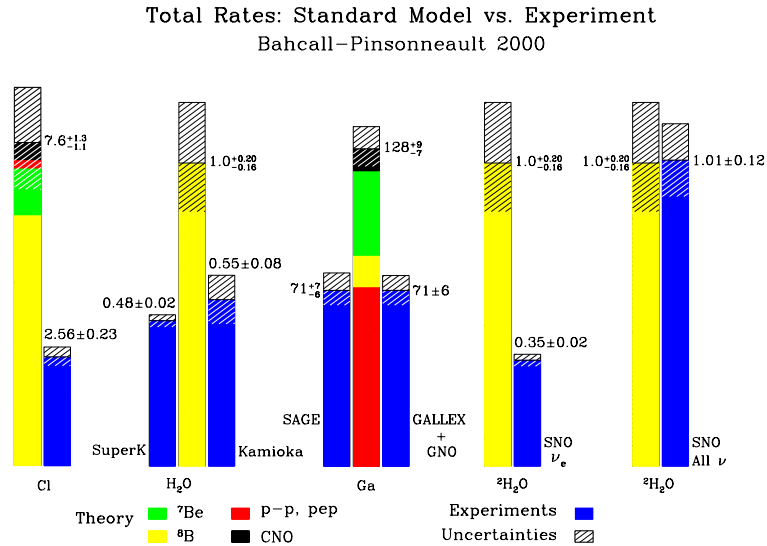


FIG. 2.2 – Comparaison entre flux théorique et flux mesuré [Bahcall 2003] pour différentes expériences de neutrinos solaires. Les valeurs de flux obtenues par les expériences radiochimiques au chlore et au gallium sont données en unité standard des neutrinos solaires (SNU) correspondant au nombre d'événements par seconde et par atome cible ($1 \text{ SNU} = 10^{-36} \text{ s}^{-1}$). Pour les autres expériences, les flux sont normalisés par rapport aux flux théoriques prédits. Seul le flux de neutrinos mesuré par SNO est en accord avec le MSS.

dans les années 90 avec les résultats de Kamiokande³ que le problème des neutrinos solaires s'est compliqué : le flux mesuré des ν_{8B} est d'environ un facteur deux moindre que celui prédit par la théorie. De plus, le taux d'événements détectés était supérieur à celui mesuré par l'expérience chlore. Ceci est une incompatibilité de mesure, avec un seuil en énergie plus bas⁴, chlore ne devrait pas montrer une réduction du flux des neutrinos solaires comparativement à celui mesuré

3. Le seuil de détection de 7,5 MeV correspond à une détection des neutrinos du ⁸B.

4. Le seuil en énergie de l'expérience chlore permet une mesure des neutrinos du ⁸B, ⁷Be et ceux du cycle CNO.

par Kamiokande. Enfin la mesure du flux de $\nu_{7\text{Be}}$ constitue le dernier problème. Les expériences GALLEX et SAGE, sensibles aux neutrinos pp, dont le flux est déterminé à mieux de 1 % par la théorie, montrent une absence de contribution des $\nu_{7\text{Be}}$ au flux total de neutrinos solaires. Qui plus est, en considérant l'ensemble des expériences de neutrinos solaires ce flux devrait être négatif!

En combinant l'ensemble de ces résultats, et en supposant une oscillation entre les saveurs des neutrinos solaires, nous pouvons résumer l'ensemble des valeurs possibles des paramètres d'oscillation sur la figure 2.3. Cette figure présente la situation à la fin de l'année 2001 avant les

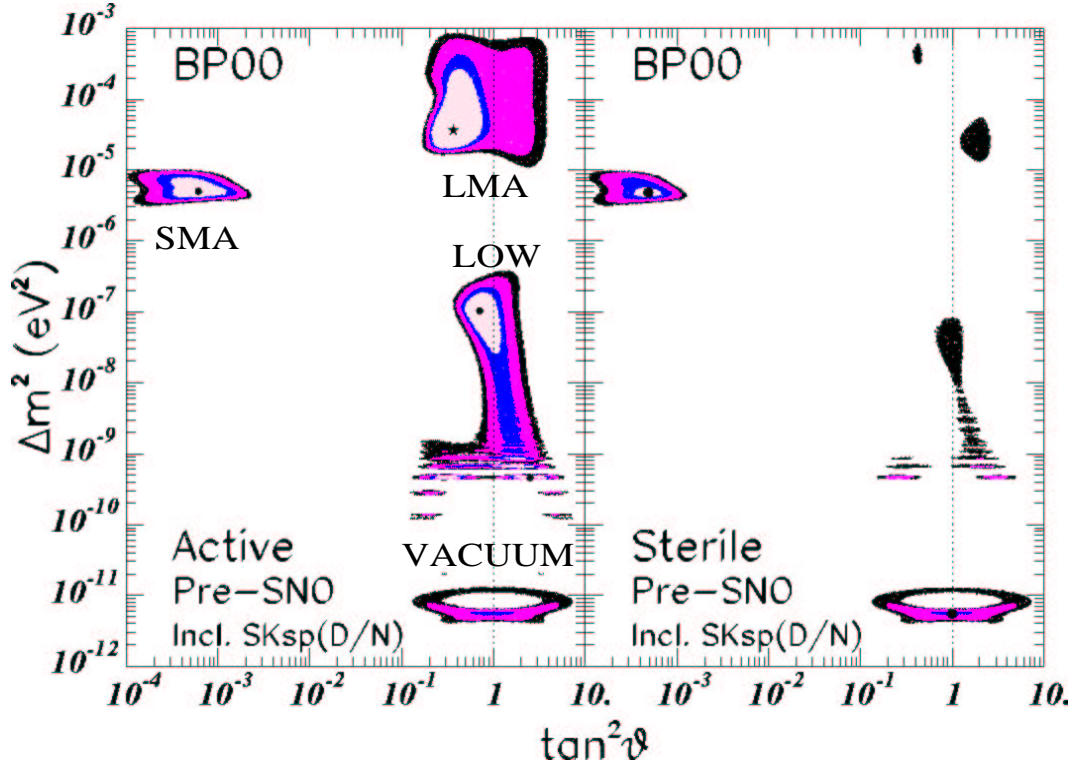


FIG. 2.3 – Solutions possibles pour les paramètres d'oscillation des neutrinos solaires au début 2001 avant les résultats de SNO. La figure de droite indique le cas d'une transformation ν_e en neutrino stérile. Après les résultats de SNO l'hypothèse du neutrino stérile (ν_s) a été largement rejetée [Miramonti and Reseghetti 2002].

résultats de SNO. Les régions qui sont les solutions possibles sont portées sur cette figure. Elles sont appelées SMA, LMA, LOW et VACUUM ou VAC. On verra qu'elles sont toutes accessibles aux détecteurs actuels.

2.1.3 Les expériences Kamiokande et SuperKamiokande

2.1.3.1 Kamiokande

L'expérience Kamiokande (pour *Kamioka Nucleon Decay Experiment*⁵) originellement construite pour la recherche de la désintégration du proton, est un détecteur temps réel d'eau pure qui me-

5. Situé à 200 km à l'est de Tokyo (Japon).

sure la lumière Čerenkov émise par le recul de l'électron, lors de la diffusion élastique :

$$\nu_\alpha + e^- \rightarrow \nu_\alpha + e^- , \quad (\alpha = e, \mu, \tau) .$$

Le seuil de détection de 9 MeV permet uniquement la détection des neutrinos du ^8B . Après 2 079 jours d'analyse de données, le nombre d'événements neutrinos mesuré est de 579^{+41}_{-40} contre 1 200 attendus. Une étude sur une différence éventuelle du flux entre le jour et la nuit (« effet jour-nuit ») où des effets de matière augmenteraient le flux de neutrinos électroniques, n'a pas montré de différence notable : $\Phi_{\text{jour}} = 2,70 \pm 0,27 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ et $\Phi_{\text{nuit}} = 2,87^{+0,27}_{-0,26} \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

2.1.3.2 SuperKamiokande (SK)

C'est une version plus grande que Kamiokande. Le volume du détecteur de 50 kt (le volume cible est ramené à 22,5 kt pour les neutrinos solaires) est regardé par près de 11 000 photomultiplicateurs (PM). Plusieurs types de détections sont faites : désintégration du proton, neutrinos solaires, atmosphériques et de supernovæ. Le seuil en énergie de 6,5 MeV, puis de 5 MeV, permet la détection des neutrinos du ^8B et hep. Les derniers résultats de SK montrent un déficit en neutrinos solaires de 50 % à 60 % du flux attendu selon le MSS. En conclusion, la « famille » de détecteurs Kamiokande a montré :

- la présence d'une réduction des neutrinos solaires de plus de 50 % par rapport au MSS ;
- l'absence de distorsion dans le spectre en énergie ;
- l'absence d'asymétrie jour nuit ;
- une corrélation entre la variation du flux et l'orbite terrestre.

En combinant l'ensemble de ces résultats, les solutions SMA et VAC semble être rejetées, de même que la conversion $\nu_e \rightarrow \nu_s$.

2.1.4 Une solution aux problèmes : l'expérience SNO

L'expérience SNO (pour *Sudbury Neutrino Observatory*) utilise comme cible une sphère d'acrylique contenant 1 000 t d'eau lourde (D_2O). Elle est entourée d'une structure de support géodésique sur laquelle 9 600 photomultiplicateurs sont installés. Le tout est immergé dans 7 000 t d'eau légère agissant comme blindage [Ahmad et al. 2002]. L'usage du deutérium comme cible permet de mesurer simultanément la composante de ν_e provenant du spectre β^+ du ^8B , ainsi que d'éventuelles composantes muons ou taus. Trois réactions sont alors possibles :

- courant chargé (CC), $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$;
- diffusion élastique sur électron (ES), $\nu_\alpha + e^- \rightarrow \nu_\alpha + e^-$;
- courant neutre (NC), $\nu_\alpha + d \rightarrow \nu_\alpha + p + n$,

où $\alpha = e, \mu, \tau$. La détection de cette dernière réaction est possible grâce à l'ajout de sel NaCl dans l'eau lourde. On détecte alors les γ de 8,6 MeV produits lors de la capture du neutron final par le chlore 35.

Les réactions de type CC sont sensibles uniquement à la composante électronique du flux de neutrinos (trait vertical sur la figure 2.4). Celles NC sont sensibles de manière égale aux trois saveurs de neutrinos : $\phi_{\text{NC}} = \phi_e + \phi_\mu + \phi_\tau$ (trait diagonal de plus faible pente sur la figure 2.4). Il en est de même pour les réactions ES, néanmoins, de part les sections efficaces plus grandes, elles sont sensibles majoritairement aux ν_e : $\phi_{\text{ES}} = \phi_e + 0,154(\phi_\mu + \phi_\tau)$ (deuxième diagonale sur

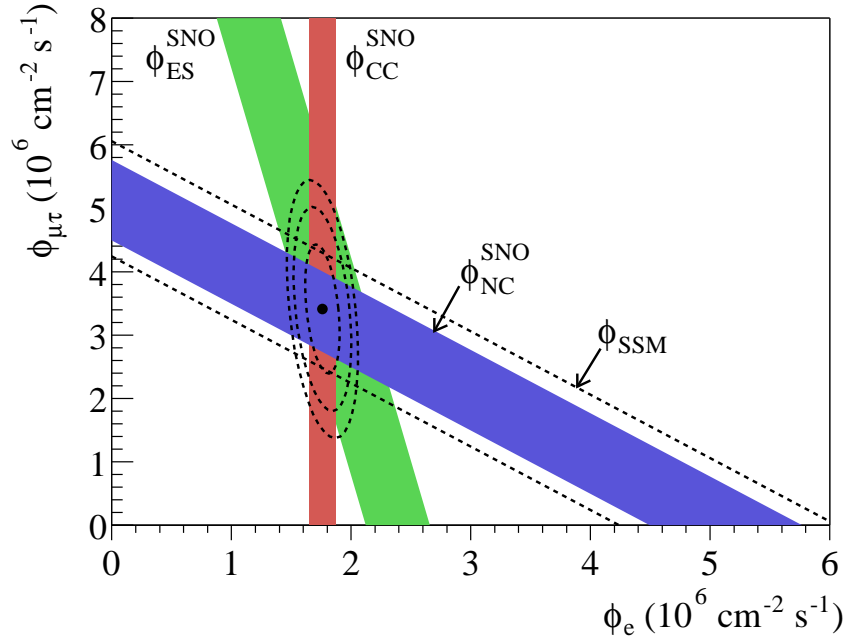


FIG. 2.4 – Flux de ν_μ et de ν_τ en fonction du flux de ν_e , déduit des trois réactions neutrinos dans SNO. Les bandes diagonales montrent le flux total théorique du ^8B (ligne en pointillé) et celui mesuré avec les réactions par courants neutres (ligne pleine). Les bandes correspondent à $\pm 1\sigma$ d'erreur. Elles donnent en leurs intersections les valeurs des meilleurs ajustements de ϕ_e et $\phi_{\mu\tau}$. La combinaison des résultats est en accord avec une transformation des neutrinos [Bahcall et al. 2002].

la figure 2.4). Le flux mesuré pour chacune des trois réactions est de :

$$\begin{aligned}\phi_{\text{CC}}^{\text{SNO}} &= 1,76^{+0,06}_{-0,05} (\text{stat.}) \pm 0,09 (\text{syst.}) \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}, \\ \phi_{\text{ES}}^{\text{SNO}} &= 2,39^{+0,24}_{-0,23} (\text{stat.}) \pm 0,12 (\text{syst.}) \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}, \\ \phi_{\text{NC}}^{\text{SNO}} &= 5,09^{+0,44}_{-0,43} (\text{stat.})^{+0,46}_{-0,43} (\text{syst.}) \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}.\end{aligned}$$

Un changement de variable permet de déduire les flux des différents saveurs :

$$\begin{aligned}\phi_e &= 1,76 \pm 0,05 (\text{stat.}) \pm 0,09 (\text{syst.}) \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}, \\ \phi_{\mu,\tau} &= 3,41 \pm 0,45 (\text{stat.})^{+0,48}_{-0,45} (\text{syst.}) \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}.\end{aligned}$$

Parallèlement, le flux prédit par le modèle standard solaire est :

$$\phi_{\text{SSM}} = 5,05^{+1,01}_{-0,81} \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1},$$

en accord avec $\phi_e + \phi_{\mu\tau}$. Cette expérience est fondamentale en ce sens qu'elle s'affranchit du SSM, et montre sans ambiguïté un changement de saveurs des neutrinos entre le Soleil et la Terre. Les données de SNO montrent aussi 'que la solution SMA peut être rejetée à 3σ de degré de confiance (D.C).

2.2 Neutrinos de réacteurs nucléaires : l'expérience KamLAND

Les centrales nucléaires sont des sources importantes en antineutrinos électroniques ($\bar{\nu}_e$). À titre indicatif un réacteur nucléaire de 1 GW émet environ 10^{20} $\bar{\nu}_e$ /s. De par leurs faibles énergies, les $\bar{\nu}_e$ permettent de réaliser uniquement des expériences « de disparition », cherchant à mesurer une diminution du flux de $\bar{\nu}_e$ comparativement aux flux sortant initialement des réacteurs nucléaires.

Le premier objectif de l'expérience KamLAND (pour *Kamioka Liquid scintillator Anti-Neutrino Detector*) est la détection des oscillations de $\bar{\nu}_e$ issus des réacteurs nucléaires. Située dans la mine⁶ de Kamioka (1 000 m de profondeur i.e. 2 700 m.w.e. pour *meter water equivalent*), à une distance moyenne de 180 km des centrales nucléaires japonaises, KamLAND est la première expérience permettant de tester la solution LMA des paramètres d'oscillations (figure 2.3). La détection des neutrinos s'y fait par la réaction β inverse :

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n, \quad E_{\bar{\nu}_e} \geq 1,8 \text{ MeV}.$$

La double détection en coïncidence à 200 μ s de l'annihilation du positron (signal quasi-instantané) et du gamma de 2,2 MeV issu de la capture du neutron sur un atome d'hydrogène, signe l'événement antineutrino et ce en réduisant considérablement le bruit de fond.

Le volume cible est un scintillateur liquide de 1 000 t : composé de 80% de dodécane (pour formule semi-développée $C_{12}H_{26}$), 20% de pseudocumène (C_9H_{12}) et de PPO comme fluor à une concentration de 1,5 g/L. Le tout est encapsulé dans une sphère en nylon de 135 μ m d'épaisseur. Une zone tampon de dodécane et d'isoparaffine, entre la sphère et la structure portant les 1879 PM, permet de se prémunir des radiations extérieures. De plus, un voile de 3 mm d'épaisseur situé tout proche des PM permet de réduire les émanations de radon dans le volume cible. Au-delà de la structure portant les PM, se trouve un volume d'eau d'une masse de 3,2 kt, qui définit le détecteur externe. Celui-ci en association avec 225 PM sert de veto muons par la détection de la lumière Čerenkov issue de leur propagation dans l'eau. Le volume cible de KamLAND est ainsi protégé des gammas et des neutrons provenant de la roche. Le déclenchement de l'acquisition de données se fait sur le nombre de PM touchés dans une

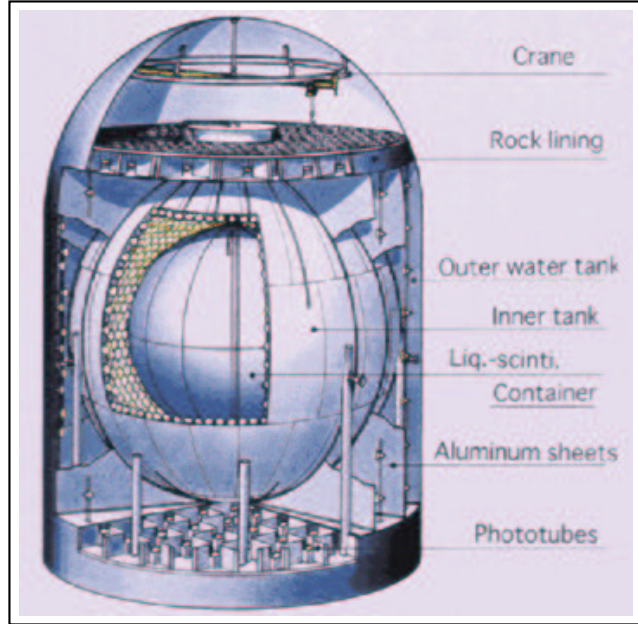


FIG. 2.5 – Vue artistique du détecteur KamLAND.

fenêtre en temps donné : le premier signal correspond à 200 PM touchés, c'est à dire à 0,7 MeV, le second, plus bas, correspond à 120 PM touchés après 1 μ s du premier déclenchement. Le détecteur interne est calibré pour des énergies de 0,5 à 7,5 MeV, par des sources γ (entre autre avec ^{68}Ge et ^{65}Zn) déployées dans différentes positions de l'axe vertical. Au centre du détecteur, 300 photo-électrons (p.e.) par MeV sont observés, la résolution en énergie de KamLAND est d'environ $7,5\%/\sqrt{E(\text{MeV})}$.

6. Résultant un taux de 0,34 Hz de muons dans le volume cible de KamLAND.

Je présente ici les résultats de la première analyse de KamLAND datant de décembre 2002 [Eguchi et al. 2003].

Les données ont été prises entre mars et octobre 2002 (soit 141,1 jours). Les événements ayant un seuil en énergie inférieur à 30 MeV et n'ayant pas déclenché le détecteur externe sont considérés comme d'éventuels événements de neutrinos de réacteurs nucléaires. Un critère de sélection spatiale et temporelle est appliqué :

- le volume cible est réduit ($R < 5$ m) ;
- la corrélation temporelle est comprise entre 0,5 et 660 μ s ;
- le vertex de corrélation spatiale est de $\Delta R < 1,6$ m ;
- au deuxième événement est appliquée une coupure en énergie $1,8 \text{ MeV} < E < 2,6 \text{ MeV}$;
- pour se prémunir de la radioactivité des thermomètres⁷ (déployés sur l'axe vertical) une coupure sur des distances supérieures à 1,2 m est faite.

L'analyse porte sur 408 t c'est à dire $3,46 \cdot 10^{31}$ protons. Le rapport du nombre d'événements observés N_{obs} et calculés dans le cas d'une non-oscillation N_{no} est :

$$\frac{N_{\text{obs}} - N_{\text{BG}}}{N_{\text{no}}} = 0,611 \pm 0,085 \text{ (stat)} \pm 0,041 \text{ : (syst)} ,$$

où N_{BG} est le nombre d'événements associés au bruit de fond. En d'autres termes $N_{\text{obs}} = 54$ et $N_{\text{no}} = 86,8 \pm 5,6$. La figure 2.6 (figure du bas) présente le spectre en énergie visible⁸ théorique et expérimental, ainsi que le meilleur ajustement avec les données. De plus, soulignons une coupure en énergie à $E \geq 2,6 \text{ MeV}$, pour s'affranchir du bruit de fond des $\bar{\nu}_e$ géologiques (figure 2.6 partie du haut). Les paramètres d'oscillations possibles pour les neutrinos sont présentés sur la figure 2.7. La figure représente à la fois un contour en norme et en forme. La détermination sur la norme se fait par un test du χ^2 :

$$\chi^2 = \frac{(0,611 - R(\sin^2 2\theta, \Delta m^2))^2}{0,085^2 + 0,041^2} ,$$

où $R(\sin^2 2\theta, \Delta m^2)$ est le rapport entre nombre d'événements avec oscillation et sans oscillation. La région à l'extérieur du trait plein exclut à 95 % de D.C. une oscillation neutrino. Le meilleur ajustement de données a lieu pour $\sin^2 2\theta \simeq 1$ et $\Delta m^2 \simeq 6,9 \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2$. En conclusion, KamLAND montre une disparition des neutrinos à 99,95% D.C. et contraint les paramètres d'oscillation très précisément.

2.3 Situation des neutrinos à la fin de l'année 2002

En combinant les résultats de KamLAND et l'ensemble des expériences neutrinos solaires, et en considérant une invariance par CPT, les meilleurs ajustements des paramètres d'oscillations sont [Aliani et al. 2002] :

$$\Delta m_{\text{KamLAND+solaires}}^2 = 7,71 \begin{smallmatrix} +0,81 \\ -0,73 \end{smallmatrix} \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2 , \quad \tan^2 \theta_{\text{KamLAND+solaire}} = 0,64 \begin{smallmatrix} +0,18 \\ -0,14 \end{smallmatrix} (\sin^2 2\theta \simeq 0,95).$$

Notons qu'une solution à $\Delta m^2 = 1,78 \begin{smallmatrix} +0,24 \\ -0,21 \end{smallmatrix} \cdot 10^{-4} \text{ eV}^2$ reste possible. Néanmoins, la probabilité d'une telle solution est moins élevée que la première, d'environ 30%.

7. La mesure de la température du scintillateur permet de contrôler la stabilité du scintillateur.

8. L'énergie visible est définie par : $E = E_{\bar{\nu}_e} - (m_n - m_p) + m_e$, les m indicés sont respectivement la masse du neutron, proton et électron.

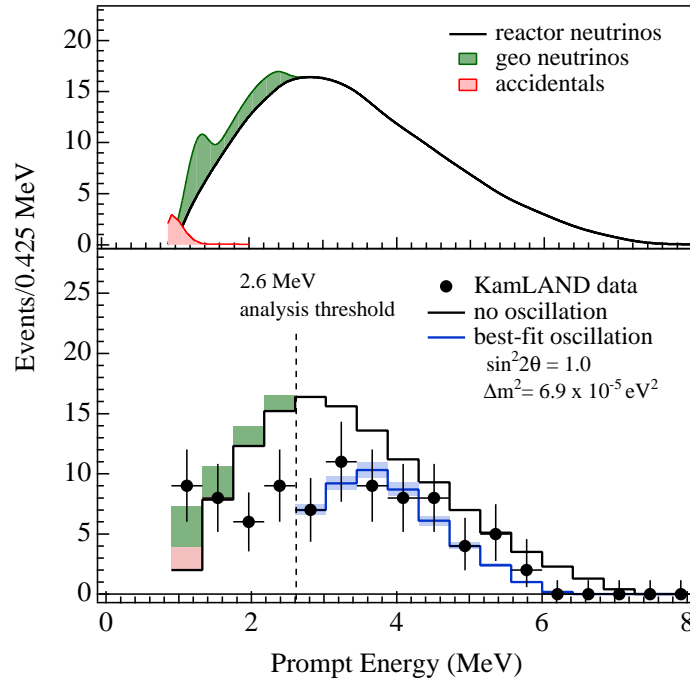


FIG. 2.6 – La figure du haut présente le nombre d'événements $\bar{\nu}_e$ réacteurs nucléaires, la contribution des $\bar{\nu}_{\text{géo}}$ provenant de la Terre, ainsi que le bruit de fond accidentel. La figure du bas présente le spectre en énergie visible observé dans le cas d'une non oscillation et dans le cas de la prise de données, avec le meilleur ajustement [Eguchi et al. 2003].

Les figures 2.8 présentent les régions permises pour les paramètres d'oscillation des neutrinos, après une analyse en norme et une analyse globale (c'est à dire à la fois une analyse en forme et norme du spectre) des spectres en énergie des neutrinos. En haut des figures en trait noir, les régions exclues par l'expérience CHOOZ. Les régions LOW et SMA des paramètres d'oscillation ont disparu des solutions possibles, la région LMA reste alors la solution la plus largement favorisée.

Comme nous l'avons vu, avant les résultats de KamLAND d'autres solutions pour les paramètres d'oscillation des neutrinos solaires furent envisagées et en particulier la solution LOW. C'est dans l'exploration de cette solution que l'expérience Borexino se voulait pionnière. Mais Borexino n'en garde pas moins un intérêt capital : mesurer le flux de neutrinos solaires de la raie du ^7Be en temps réel et valider les résultats de KamLAND.

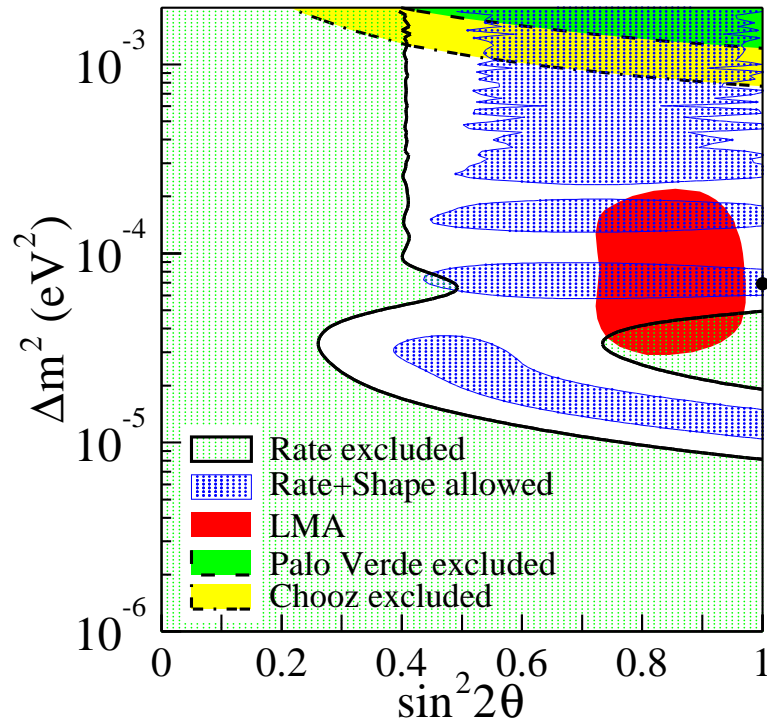


FIG. 2.7 – Régions exclues et permises par KamLAND. En haut en traits pointillés les régions exclues par les expériences CHOOZ et par Palo Verde à 95 % D.C. Le point sur la figure indique le meilleur ajustement des paramètres d'oscillation : $\sin^2 2\theta \simeq 1$ et $\Delta m^2 \simeq 6,9 \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2$ [Eguchi et al. 2003].

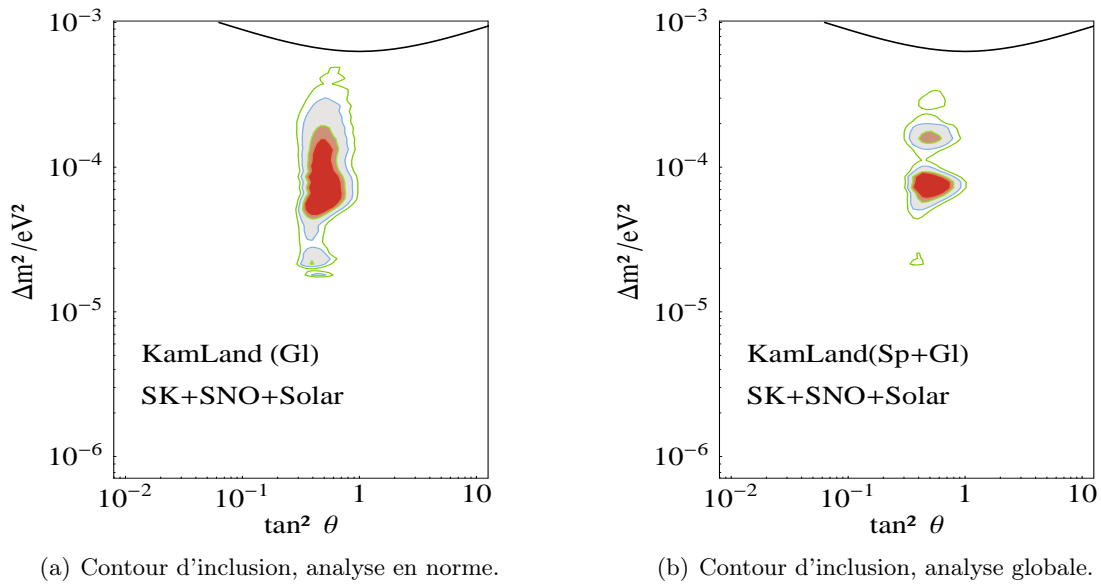


FIG. 2.8 – Résultats combinés de l'ensemble des expériences de neutrinos solaires et de l'expérience KamLAND. Les figures présentent les régions exclues et permises des paramètres d'oscillations des neutrinos, après analyse en norme et en forme des spectres en énergie des neutrinos. Les régions colorées représentent les zones possibles à 90 %, 95 %, 99 % et 99,7 % de D.C. [Aliani et al. 2002].

Chapitre 3

Principe de détection de l'expérience Borexino

Borexino est un détecteur à scintillateur liquide de très basse radioactivité. Grâce à son niveau de radiopureté, Borexino est capable, et cela est son premier objectif, de mesurer via une diffusion élastique sur électron, les neutrinos solaires de la raie mono-énergétique à 862 keV du ^7Be . De même, comme nous le verrons, Borexino est capable de détecter des neutrinos plus énergétiques, comme les neutrinos de réacteurs nucléaires ou encore des neutrinos de supernovæ.

3.1 Pourquoi Borexino ?

La grande statistique attendue du signal $\nu_{7\text{Be}}$ dans Borexino permettra l'observation de variations temporelles, variations, saisonnière ou diurne, de ce signal. Les différentes solutions des paramètres d'oscillation pourront ainsi être testées avec un temps de fonctionnement relativement court. Pour les $\nu_{7\text{Be}}$ il s'agit d'environ 45 événements par jour dans le cadre du MSS à 10 événements par jour dans le cas d'une conversion complète de neutrino en une autre saveur.

De plus pour la solution LOW des paramètres d'oscillation, Borexino est une expérience unique : les effets jour-nuit permettraient d'observer une variation de 10 % à 20 % de ce signal. Mais la nature de l'intérêt de Borexino semble avoir changée depuis les résultats de KamLAND. Il s'agit maintenant avant tout de confirmer la solution LMA des paramètres d'oscillation des neutrinos tout en observant en temps réel le flux des $\nu_{7\text{Be}}$. Cette détection est capitale dans la mesure où, pour la première fois, une mesure en temps réel des neutrinos de basse énergie pourra être effectuée.

3.1.1 Détection des neutrinos solaires dans Borexino

La détection des neutrinos solaires dans Borexino se fait par la mesure de l'électron de recul issu de la diffusion élastique :

$$\nu_\alpha e^- \rightarrow \nu_\alpha e^- . \quad (3.1)$$

C'est une diffusion du type Compton. L'électron diffusé possède une énergie maximum d'environ 665 keV pour des neutrinos du ^7Be à 862 keV (voir figure 3.1).

Il est à noter que l'ensemble des trois neutrinos, désignés par ν_α dans la réaction 3.1, peuvent induire la réaction. Dans le cas d'un neutrino ν_μ ou ν_τ , la diffusion élastique sur électron (on

notera $\sigma_{\nu_{\mu,\tau}}$ la section efficace correspondante) ne se fait que par courant neutre. Par contre pour un neutrino ν_e la diffusion se fait aussi par courant chargé. C'est pourquoi Borexino mesure essentiellement des neutrinos de type électron, dont la section efficace de diffusion sur électron σ_{ν_e} (pour $\nu_{7\text{Be}}$) est environ cinq fois plus importante que $\sigma_{\nu_{\mu,\tau}}$ [Bahcall 1989] :

- $\sigma_{\nu_e} = 59,3 \cdot 10^{-46} \text{ cm}^2$;
- $\sigma_{\nu_{\mu,\tau}} = 12,6 \cdot 10^{-46} \text{ cm}^2$.

La mesure des électrons diffusés se fait par la collection de lumière issue de sa propagation dans un scintillateur organique (le volume fiduciel¹ considéré est de 100t). Le scintillateur sert à la fois de vertex d'interaction entre neutrinos et électrons et en association avec les photomultiplicateurs (PM), de détecteur de l'électron diffusé. La lumière de scintillation issue de la propagation de

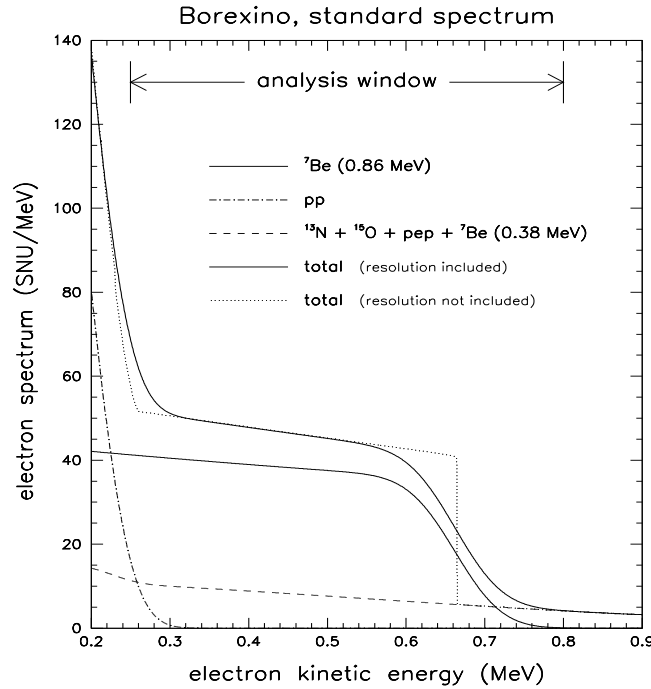


FIG. 3.1 – Spectre en énergie des électrons de diffusion issus des neutrinos du ^7Be et spectre comprenant l'ensemble des neutrinos solaires pour une fenêtre en énergie comprise entre 250 keV et 800 keV.

l'électron étant émise de manière isotrope, la direction des neutrinos incidents est perdue : le signal sera déterminé de manière statistique.

Le nombre de $\nu_{7\text{Be}}$ journalier attendu dans Borexino en fonction des solutions possibles des paramètres d'oscillation est présenté dans le tableau 3.1.

Neutrino du	MSS	LMA	SMA	LOW
^7Be	45,7	26	9,7	25,1

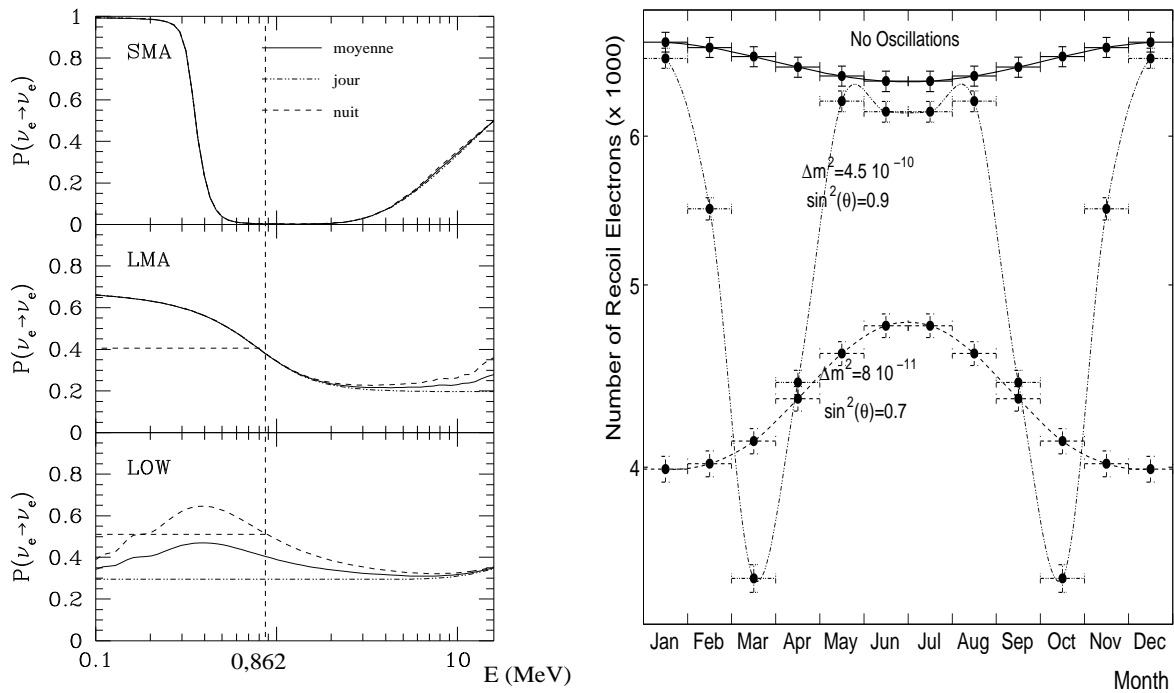
TAB. 3.1 – Nombre d'événements de neutrinos du ^7Be (entre 250 keV – 800 keV) par jour et pour un volume fiduciel correspondant à 100 t. Le nombre de neutrinos dans le cadre du MSS est indiqué, de même celui pour les différentes solutions des paramètres d'oscillation.

1. On désigne par le terme fiduciel la zone effective de détection d'une expérience.

3.1.2 Les différentes solutions aux paramètres d'oscillation

La mesure d'un déficit en $\nu_{7\text{Be}}$ comparativement au flux attendu dans le cadre du MSS, permettra de sonder différentes régions des paramètres d'oscillation. Sur la figure 3.2(a) sont présentées les probabilités de survie à la sortie du Soleil des neutrinos dans le cas d'oscillation par des effets dans la matière (effet MSW). Trois cas sont considérés :

- SMA, avec pour paramètres d'oscillation $\Delta m^2 \simeq 10^{-5} \text{ eV}^2$ et $\sin^2 2\theta \simeq 3 \cdot 10^{-3}$;
- LMA, avec les mêmes valeurs de Δm^2 mais avec un angle de mélange maximum *i.e.* $\sin^2 2\theta \simeq 1$;
- LOW, avec pour paramètres d'oscillation $\Delta m^2 \simeq 10^{-7} \text{ eV}^2$ et un angle de mélange maximum.



(a) Probabilité de survie des neutrinos dans le cas d'une oscillation par des effets de matière. Les figures correspondent respectivement aux paramètres d'oscillation SMA, LMA et LOW.

(b) Variation annuelle du nombre d'électrons diffusés en fonction du mois de l'année, dans le cas d'oscillation dans le vide. Les données sont regroupées en 12 bins.

FIG. 3.2 – En (a) probabilité de survie des ν_e solaires en fonction de l'énergie. Les différentes régions des paramètres d'oscillation de l'effet MSW y figurent [Bahcall 2003]. En (b) nombre d'électrons détectés en fonction du mois de l'année pour trois ans de fonctionnement de Borexino dans le cas d'oscillation dans le vide. Dans le cas d'une non-oscillation, la variation du nombre d'électrons diffusés traduit la variation de la distance Terre-Soleil au cours de l'année. [de Gouvea et al. 1999].

Pour les solutions SMA et LMA un déficit en neutrino électron doit être observé. Dans la solution SMA, le flux de ν_e est totalement converti. On s'attend alors à mesurer un flux de pur $\nu_{\mu,\tau}$ ayant interagi par courant neutre dans le volume fiduciel, soit environ 23 % de la prédiction du MSS. La conversion est moins complète pour la solution LMA. Le nombre d'événements

attendus est d'environ 60 % du MSS, dont 63 % pour ν_e et 27 % pour $\nu_{\mu,\tau}$. Pour des valeurs de Δm^2 plus basses (pour la région LOW des paramètres d'oscillation), le flux théorique est d'environ 40 % du MSS. Dans cette situation Borexino est une expérience unique : la différence de flux maximal entre le jour et la nuit apparaît dans la gamme d'énergie des neutrinos du ${}^7\text{Be}$. La nuit, les neutrinos traversent la Terre en son centre, où des effets de matière peuvent apparaître. Le signal alors détecté est augmenté par la conversion des $\nu_{\mu,\tau}$ en ν_e . La différence du flux entre le jour et la nuit dépend de l'angle d'incidence des neutrinos, un changement est donc attendu au cours de l'année. Dans le cas d'une oscillation dans le vide, pour $\Delta m^2 \simeq 10^{-10} \text{ eV}^2$, la distance Terre-Soleil est comparable à la longueur d'oscillation. Une forte variation du nombre d'événements détectés est attendue au cours d'une année (figure 3.2(b)). À l'inverse, dans le cas d'une non-oscillation, les variations sont beaucoup moins importantes et traduisent la variation de la distance Terre-Soleil au cours d'une année.

Soulignons que Borexino pourra détecter des neutrinos solaires dans une gamme d'énergie supérieure à celle du ${}^7\text{Be}$ à 862 keV : il s'agit majoritairement des neutrinos pep et des neutrinos du ${}^8\text{B}$.

3.1.3 Au-delà de la physique des neutrinos solaires

En parallèle de son principal objectif, Borexino sera capable de détecter d'autres types de neutrinos :

- les neutrinos réacteurs (d'énergie moyenne de 3 MeV), par la signature du positron et du neutron émis en coïncidence lors de la réaction β inverse, $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$. On se reportera à la section 5.1 page 57 pour une description détaillée ;
- les neutrinos géologiques² d'énergie comprise entre 1 MeV et 2,5 MeV (on trouve le spectre attendu dans Borexino figure 7.2 page 78), dont la signature est identique à celle des neutrinos de réacteurs nucléaires. La proportion d'uranium, thorium et potassium dans la croûte terrestre, peut être déterminée en mesurant le flux d'antineutrinos émis lors de leur désintégration radioactive. Le nombre d'événements attendu est d'environ 10 antineutrinos par an [Raghavan et al. 1998a] ;
- Les neutrinos de supernovæ, dont le spectre en énergie s'étend jusqu'à quelques dizaines de MeV. Plusieurs détectations peuvent se faire suivant la saveur des neutrinos considérés : diffusion élastique sur un électron ou sur un proton mais aussi des réactions sur des atomes de ${}^{12}\text{C}$. Pour l'ensemble des réactions de détection, et en considérant une supernova de type II située à 10 kpc environ, 200 événements sont attendus en une dizaine de secondes [Cadenati et al. 2002].

3.2 Le Laboratoire du Gran Sasso

L'expérience Borexino ainsi que son prototype CTF sont situés au LNGS (*Laboratori Nazionali del Gran Sasso*). Ce laboratoire fait partie de l'*Istituto Nazionale de Fisica Nucleare* (INFN). Il est situé dans le tunnel (10,4 km de long) qui relie L'Aquila et Teramo (figure 3.3(a)), à environ 6 km de l'entrée ouest, à 120 km de Rome. La figure 3.3(b) montre une vue en coupe du laboratoire avec ses galeries, les trois halls³ expérimentaux A, B et C, les tunnels de connexion

2. Soulignons qu'une analyse de données dans l'expérience KamLAND sur les neutrinos géophysiques peut être trouvée dans [Mohanty 2003].

3. Ils sont d'environ 100 m de long, 18 m de hauteur et de largeur.

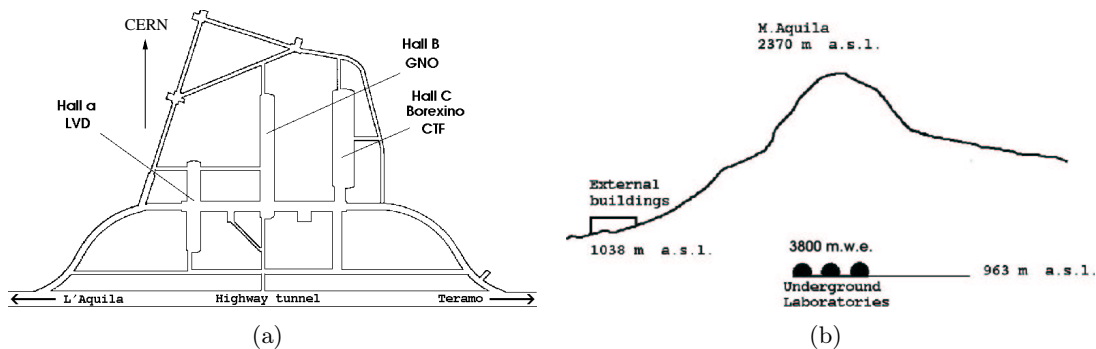


FIG. 3.3 – Schémas du laboratoire souterrain du Gran Sasso. L'accès aux galeries se fait par l'autoroute (a) passant sous la montagne (b).

et une aire de service, pour un total d'environ $18\,000\text{ m}^2$. La grande épaisseur de montagne se trouvant au-dessus (environ $3\,800\text{ m.w.e.}$, voir figure 3.3(b)) assure une protection uniforme aux rayons cosmiques. Une atténuation d'un facteur d'environ 10^6 aux muons est attendue, soit $1,1\text{ muon/h/m}^2$ pour une énergie moyenne de muons d'environ 200 GeV [Collaboration 1995]. De plus, la roche des dolomites est particulièrement faible en neutrons rapides, environ $2\,200$ fois moins que le taux mesuré à la surface [Aleksan et al. 1989]⁴.

La mission du laboratoire est d'accueillir des expériences de physique nécessitant un faible niveau de radioactivité (notons que des expériences de géophysique et de biologie sont aussi présentes). L'infrastructure du laboratoire est complétée par de nombreux bâtiments en surface. Près de l'entrée du tunnel au pied de la montagne, se trouvent les bureaux des différents groupes, une bibliothèque, des bâtiments techniques, une cantine..., qui font du laboratoire un haut lieu de convivialité et d'échanges internationaux.

On trouve plusieurs expériences dans les halls du laboratoire souterrain :

- le hall A abrite l'expérience LVD, dédiée à la détection des neutrinos de supernovæ, l'expérience GNO nouvelle version de GALLEX⁵ et l'expérience CRESST de détection de matière noire ;
- le hall B a abrité l'expérience Macro (actuellement vide) ;
- le hall C dans lequel est situé Borexino et CTF (figure 3.4). Les premiers travaux du futur détecteur OPERA de neutrinos provenant du CERN ont commencé.

De plus petites expériences sont situées dans les couloirs de jonction Heidelberg-Moscou, LLBF (le prototype test de LENS), DAMA et l'expérience Luna2 (une description de l'ensemble de ces expériences peut être trouvée sur [LNGS-web 2003]).

3.3 Aspects mécaniques de Borexino

La structure du détecteur est conçue pour assurer au volume cible un taux de bruit de fond au rayonnement gamma en-dessous du signal minimal neutrino attendu. Composée graduellement de niveaux de radio-pureté de plus en plus importants à mesure qu'on se rapproche du volume cible, la structure du détecteur peut être décomposée en sphères concentriques. Le détecteur

4. Pour l'expérience GALLEX le flux considéré était de $0,23 \pm 0,07 \cdot 10^{-6}\text{ cm}^{-2}\text{ s}^{-1}$ [Belli et al. 1989].

5. GALLEX est la première expérience ayant mesuré le flux de neutrinos solaires de la chaîne pp.

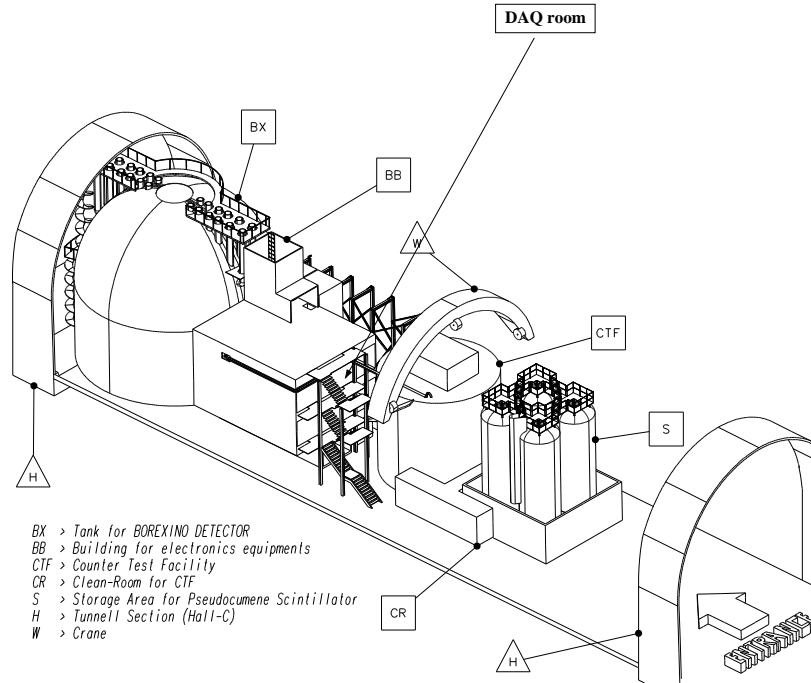


FIG. 3.4 – Implantation de Borexino et CTF dans le hall C du Gran Sasso.

possède alors deux parties distinctes : le détecteur interne dédié à la mesure de l'électron de diffusion et le détecteur externe servant de veto muons.

3.3.1 Le détecteur interne

Le volume cible est composé de 300 t de pseudocumène (PC) et d'un composé organique (PPO à environ 0,17 %) permettant une scintillation dans des longueurs d'onde où l'efficacité quantique des photomultiplicateurs (PM) est optimale. Délimité par une sphère de nylon de 150 μm d'épaisseur, il forme ce qu'on appelle l'IV (pour *Inner Vessel*). Au-delà se trouve une zone tampon de PC appelée OV (pour *Outer Vessel*), qui contient un absorbeur d'UV (DMP) pour réduire son taux de scintillation (environ 20 fois plus faible que pour le scintillateur). Il forme de même une barrière contre la radioactivité intrinsèque des PM.

Pour se prémunir au mieux de la radioactivité parasite, le volume fiduciel de Borexino est ramené à 100 t *i.e.* 3 m de rayon⁶. Dans celui-ci, le bruit de fond est alors dû, essentiellement, à la radioactivité propre du scintillateur.

Fixés sur une sphère d'acier inoxydable, la SSS pour *Stainless Steel Sphere*⁷, 2 214 PM sont chargés de recueillir la lumière de scintillation issue du volume cible. Un second voile en nylon, près de ces derniers, permet d'isoler l'IV contre le radon et d'autres impuretés.

6. Cette coupure sur les distances sera effectuée lors des analyses de données, restreignant ainsi les événements aux seuls événements apparaissant dans le volume fiduciel.

7. La surface de la SSS a été traitée pour supprimer la réflexion des photons.

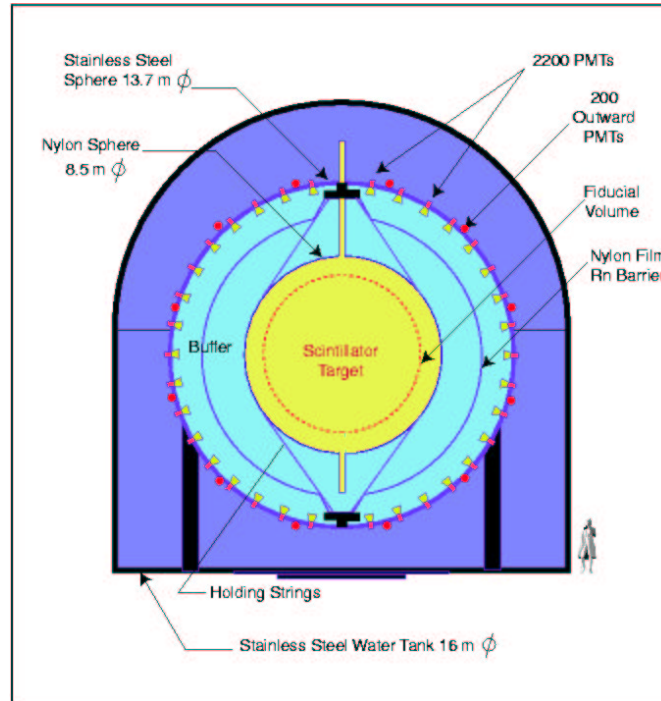


FIG. 3.5 – Vue en coupe du détecteur Borexino. La SSS porte les 2 214 PM chargés de récolter la lumière de scintillation du volume cible de Borexino. Pour se prémunir au mieux de la radioactivité parasite (issue par exemple des PM) seuls les événements apparaissant dans le volume fiduciel de Borexino (de 100 t) seront considérés.

3.3.2 Le détecteur externe

La zone externe remplie en eau (OD pour *Outer Detector*), dans laquelle tout est immergé, a une double fonctionnalité :

- servir en association avec 208 PM, de veto muon en détectant la lumière Čerenkov issue de leur passage dans l'OD ;
- assurer une protection contre la radioactivité ambiante, gamma ou neutron, issue de la roche.

L'ensemble des surfaces de ce volume est recouvert d'un film plastique de 0,2 mm (le *Tyvek*), permettant une augmentation de la reflexion des photons.

3.4 Le scintillateur

Le pseudocumène (PC) ou 1,2,3-triméthylbenzène est un composé organique de formule semi développée $C_6H_3(CH_3)_3$. Sa densité est inférieure à celle de l'eau, $\rho_{pc} = 0,876 \text{ g/cm}^3$. Pour éviter des contraintes mécaniques sur le voile en nylon, la zone tampon est de composition chimique identique, et, pour réduire son taux de scintillation, du DMP (diméthylphtalate) a été ajouté. Le PC, en association avec un composé fluorescent (2,5-diphényloxazole ou PPO pour formule semi-développée $C_{15}H_{11}NO$) de concentration 1,5 g/L, assure une bonne conversion des particules chargées en photons de scintillations dans une longueur optimale pour les PM.

L'efficacité quantique des PM (voir section 3.5 page 43) est maximale pour des longueurs d'onde d'environ 420 nm. La longueur d'onde de la lumière de scintillation du PC pur est autour de 300 nm. L'ajout de PPO permet alors de se rapprocher du maximum d'efficacité quantique des PM en déplaçant la longueur d'onde de scintillation. Notons que pour 1 MeV d'énergie déposée on attend environ 11 000 photons de scintillation.

3.4.1 Interaction de la lumière avec le scintillateur

Les particules chargées perdent leur énergie dans le scintillateur majoritairement par des phénomènes d'ionisation et d'excitation du PC. Les molécules de PC excitées transfèrent leur énergie aux molécules de PPO et les transitions du premier état excité à l'état fondamental des molécules de PPO sont responsables de la lumière de fluorescence observée. La concentration de PPO dans le PC est optimisée pour deux critères :

- le PC doit transférer le maximum d'énergie au PPO et ce avec un minimum de taux de réabsorption du PPO lui même ;
- la réponse temporelle du signal doit être maximale pour permettre la meilleure reconstruction possible de la position des événements. À 1 MeV la résolution spatiale est de 10 à 15 cm.

3.4.1.1 Propriétés du scintillateur

Le temps de décroissance de la lumière émise peut être décomposé en une somme d'exponentielles de constantes de temps τ_i [Alimonti et al. 2000] :

$$S(t) = \sum_{i=1}^{N=3 \text{ ou } 4} \frac{q_i}{\tau_i} e^{-t/\tau_i} ,$$

où q_i est la fraction de lumière émise. Dans le tableau 3.2 les indices i correspondent à différents états excités des molécules du scintillateur. La première contribution q_1 est responsable de la fraction la plus importante de la lumière émise⁸. Plus τ_i est petit, meilleure est la construc-

Type d'excitation	τ_1 (ns)	τ_2 (ns)	τ_3 (ns)	τ_4 (ns)	q_1	q_2	q_3	q_4
β	3,57	17,61	59,50	-	0,895	0,063	0,042	-
α	3,25	13,49	59,95	279,1	0,630	0,178	0,119	0,073

TAB. 3.2 – Temps de décroissance du scintillateur.

tion des événements dans le scintillateur. Dans le cas des particules α , une composante τ_4 est présente, permettant une discrimination entre particules α – β puisque cette même contribution est inexistante dans le cas de particules β . C'est la différence dans le taux de lumière émis pour des temps longs qui est exploitée pour ce type de discrimination voir la figure 3.6.

Cette discrimination est importante dans la mesure où elle permettra de réduire considérablement le bruit de fond en distinguant un candidat neutrino, sous forme particule β , d'un signal issu d'une désintégration radioactive α .

8. Notons que cette contribution possède un temps de décroissance deux fois plus important que le temps de décroissance intrinsèque de PPO seul qui est de $\tau = 1,6$ ns.

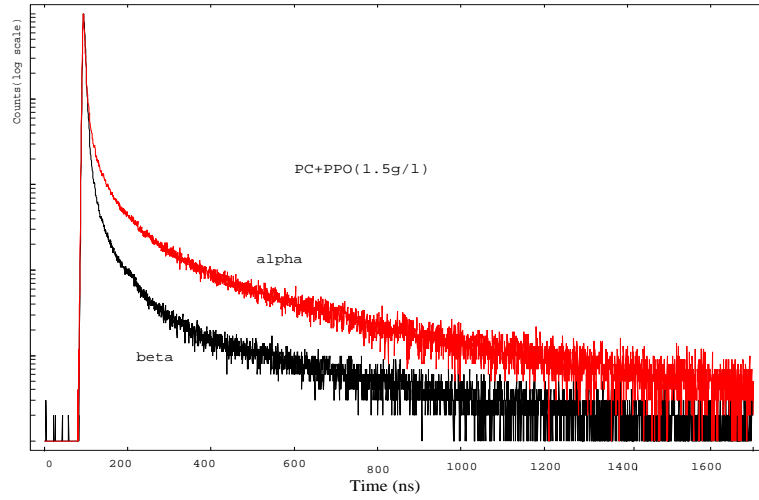


FIG. 3.6 – Mesure de la lumière de scintillation (PC+PPO à 1,5 g/l) pour des particules α et β . La décroissance est beaucoup plus rapide pour des particules β [Miramonti 2002].

3.4.1.2 Propagation de la lumière dans l'IV

La lumière émise par la désexcitation interagit non seulement avec les molécules de PC mais aussi avec les molécules de PPO elles-mêmes. On est amené à définir une longueur d'atténuation $\Lambda(\lambda)$ qui traduit la diminution de l'intensité lumineuse $I(x, \lambda)$ après une distance de propagation x :

$$I(x, \lambda) = I_0(\lambda) e^{-x/\Lambda(\lambda)},$$

$I_0(\lambda)$ est l'intensité au point d'émission. La figure 3.7(a) présente les valeurs de Λ pour du PC pur et pour un mélange de PC et PPO de concentration 1,5 g/L. Pour de petites longueurs d'onde

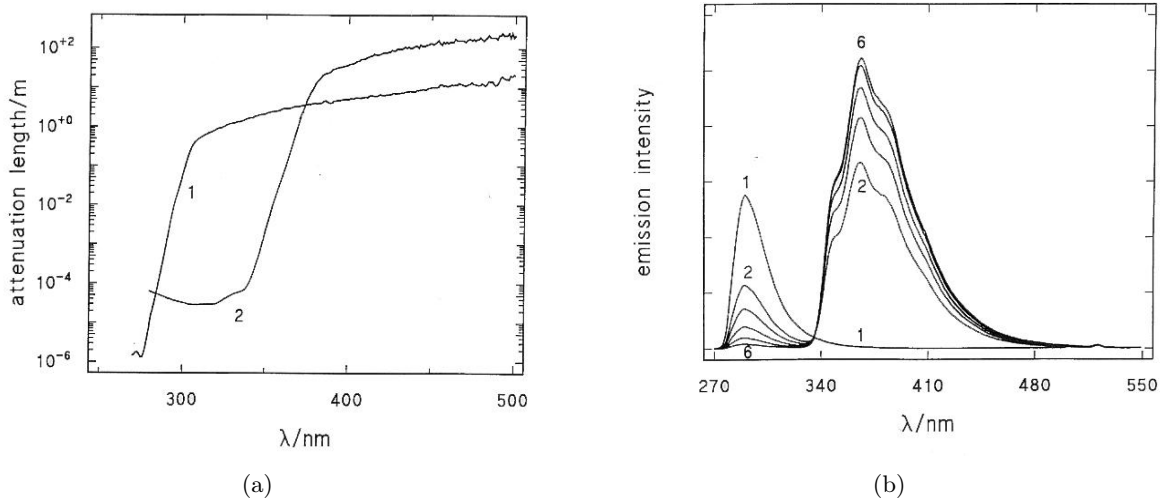


FIG. 3.7 – En a) longueur d'atténuation pour le PC et pour un mélange PPO dans PC de 1,5 g/l [Beau 2002]. En b) spectre d'émission du PC et d'un mélange de PC+PPO à différentes concentrations : [PPO]=0,37(2);0,75(3);1,5(4);3(5);6(6).

($\lambda < 350$ nm), Λ est petit : toutes les interactions entre les photons de scintillation et le PPO se produisent très proche de la première scintillation. Il n'y a qu'une très faible propagation de la lumière de scintillation. Pour des longueurs d'ondes plus grandes ($\lambda > 380$ nm), les valeurs de Λ sont du même ordre de grandeur que les dimensions de l'IV. Le mélange de PC et PPO permet de déplacer les longueurs d'onde d'émission (d'où la dénomination de *shifter* pour le PPO) pour avoir la meilleure longueur de transmission et ce, dans des domaines où l'efficacité quantique des PM est la meilleure.

La figure 3.7(b) présente le spectre d'émission du PC et d'un mélange PC+PPO à différentes concentrations. L'intensité lumineuse, pour des longueurs voisines de 400 nm, est favorisée avec un mélange PPC+PPO.

3.4.1.3 Propagation de la lumière dans l'OV

Pour réduire les contraintes mécaniques sur le voile en nylon, la zone tampon de Borexino est de composition chimique identique à l'IV. Pour réduire son taux de scintillation, du DMP lui sera ajouté. La figure 3.8 présente le spectre d'émission du PC seul et avec du DMP. L'ajout de

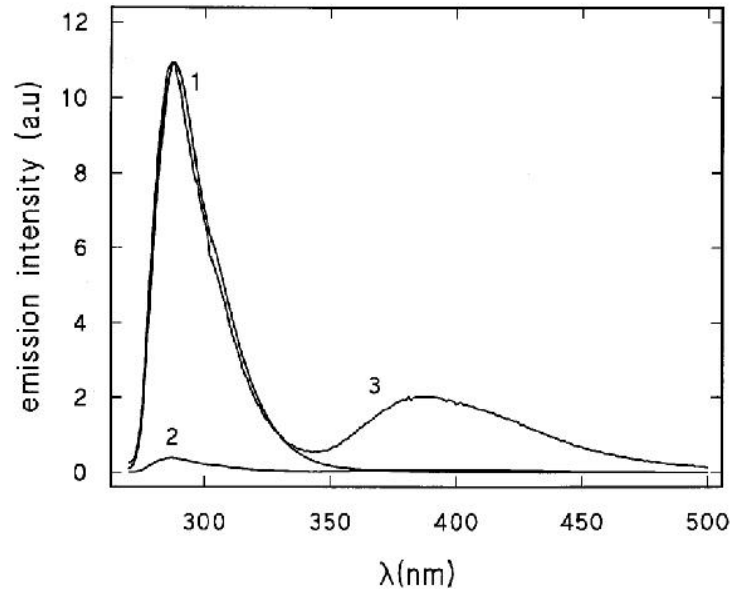


FIG. 3.8 – En b) spectre de fluorescence du PC seul (1) et PC en présence de DMP(2). La courbe (3) montre le spectre (2) normalisé à celui de (1).

DMP permet de supprimer de manière importante la scintillation du PC seul (voir courbe (2) sur la figure 3.8). Notons que la zone tampon assure une bonne longueur de transmission pour les photons issus de la scintillation de l'IV.

3.4.2 Le quenching

Quand une particule chargée perd de l'énergie dans le scintillateur, elle excite et ionise les molécules de PC. L'énergie d'excitation est transférée de molécule en molécule de PC jusqu'à atteindre une molécule de PPO qui en se désexcitant émet un photon. Le nombre de photons de scintillation est alors une image de l'énergie déposée. Avec des raies γ bien définies il est alors

possible de calibrer la réponse en énergie du scintillateur. En effet pour les γ , de même que pour les particules β , la relation entre l'énergie de luminescence par unité de longueur dL/dx et la perte d'énergie par unité de longueur dE/dx est linéaire :

$$\frac{dL}{dx} \propto \frac{dE}{dx} .$$

Cependant, lorsqu'il s'agit d'une particule lourde chargée, un proton ou un α par exemple, la relation entre dL/dx et dE/dx n'est plus linéaire, elle peut s'écrire :

$$\frac{dL}{dx} \propto A \frac{\frac{dE}{dx}}{B + \frac{dE}{dx}} ,$$

l'énergie observée en utilisant la calibration précédente est alors moindre. On parle alors de *quenching* [Birks 1964]. Le tableau 3.3 présente le facteur de *quenching* pour différentes énergies de particules α .

Éléments	énergie α (MeV)	énergie mesurée (keV)	facteur de <i>quenching</i>
^{210}Po	5,30	395 ± 10	$13,4 \pm 0,4$
^{214}Po	7,69	751 ± 7	$10,2 \pm 0,1$
^{218}Po	6,00	483 ± 6	$12,4 \pm 0,2$
^{222}Rn	5,49	410 ± 6	$13,3 \pm 0,2$

TAB. 3.3 – Facteur de *quenching* pour différentes énergies de particules α dans un mélange PC+PPO (1,5 g/L) [Göger-Neff 2001].

3.5 Les photomultiplicateurs

Les 2 422 PM, 2 214 pour le détecteur interne et 208 pour le détecteur externe, sont tous identiques. Cependant sur les 2 214 PM qui composent le détecteur interne, 1 843 PM possèdent des concentrateurs permettant une meilleure collection de lumière issue du volume fiduciel. Les 371 autres en sont dépourvus, et seront utilisés comme veto muon. L'angle solide étant plus important pour ces derniers, ils permettent de détecter des muons n'interagissant pas dans le volume fiduciel. Un seul câble assure l'alimentation des PM et le signal mesuré. Les PM sont distribués sur 14 baies qui assurent l'alimentation et l'acquisition des signaux de PM. Le matériel est choisi de manière à minimiser la radioactivité et l'émanation de radon. Ce sont des Thorn EMI 9351 capables de travailler au photo-électron unique avec de très hauts gains (10^7). Les caractéristiques de ces PM sont :

- bas bruit de fond < 1 kHz ;
- temps de transit < 1 ns ;
- très bas taux de *after pulse* (probabilité inférieure à 4 %) ;

La figure 3.9 présente l'efficacité quantique des PM en fonction de la longueur d'onde. À une longueur d'onde de 420 nm, l'efficacité quantique est d'environ 26 %.

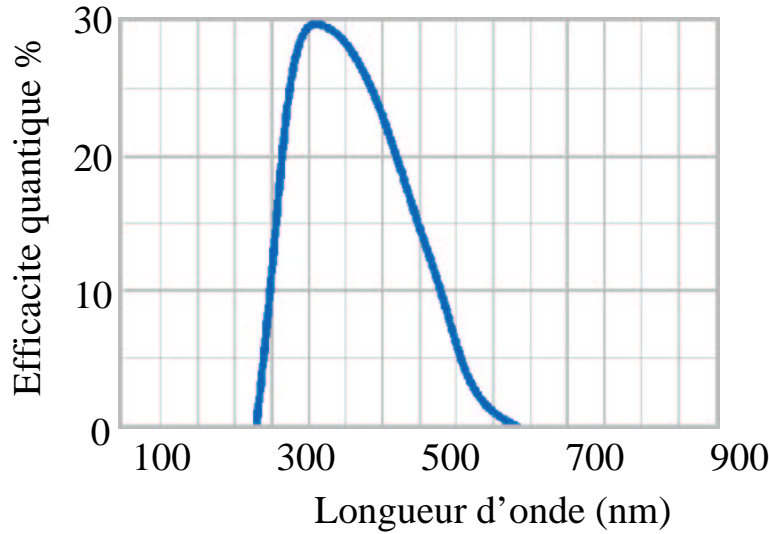


FIG. 3.9 – Efficacité quantique des PM en fonction de la longueur d'onde. Pour une longueur d'onde de 420 nm l'efficacité quantique des PM est d'environ 26 %.

3.5.1 Les concentrateurs de lumière

Composés d'argent et d'aluminium, les collecteurs de lumière assurent aux PM une efficacité de détection des photons de scintillation issus de l'IV, ils réfléchissent la lumière vers la photocathode des PM (avec un angle d'incidence $32,5^\circ$). Ils assurent ainsi une couverture optique d'environ 31 % de la surface totale de la cible.

En prenant en compte, entre autre, l'efficacité quantique des PM, et leur couverture optique, on attend entre 300 et 350 p.e/ MeV, soit une résolution en énergie de σ_E/E comprise entre $6\%/\sqrt{E}$ et $7\%/\sqrt{E}$.

3.6 Bruits de fond

Dans la gamme d'énergie où l'on attend le signal neutrino, un électron d'une énergie maximum de 665 keV, certaines des longues chaînes de désintégration radioactives présentes dans le scintillateur sont émettrices de particules α ou β . En pratique, en raison d'une bonne discrimination α - β (supérieure à 90 %) les particules β issues de ces chaînes sont les bruits de fond dominant.

Suivant le type de détection de neutrinos considéré, différents bruits de fond sont à prendre en considération. Je rappelle ici les niveaux de radiopureté imposés par la détection des neutrinos du ^7Be . On trouvera section 8.1 page 89 une description des bruits de fond concernant la détection des neutrinos de réacteurs nucléaires (muons, neutrons rapides ...).

Les sources les plus importantes de contamination du détecteur interne, *i.e.* contenues dans le scintillateur, peuvent être distinguées suivant leurs origines. Il s'agit dans un premier temps des radionucléides primordiaux. Ceux-ci sont représentés par les longues chaînes de désintégration radioactive d'isotopes lourds contenus dans le scintillateur. Dans un second temps il s'agit du ^{14}C .

Les taux nominaux des différents isotopes dans Borexino sont présentés ici [Collaboration 2002a].

- Les radionucléides primordiaux :
 - les isotopes ^{238}U et ^{232}Th sont émetteurs de nombreuses particules α et β . Ils peuvent alors induire, si leurs concentrations sont trop importantes, une mauvaise interprétation d'un signal neutrino. De même ils conduisent tous deux à un isotope du radon, lui même émetteur de particules $\alpha - \beta$ pouvant diffuser dans le scintillateur. La concentration nominale de ^{238}U et ^{232}Th est de 10^{-16} g/g.
 - le ^{40}K , qui a l'état naturel à une abondance isotopique de $1,2 \cdot 10^{-4}$, possède une demie vie de $1,3 \cdot 10^9$ ans. Une partie du spectre β (dont le maximum en énergie est de 1,3 MeV), issue de sa désintégration radioactive, se situe dans la fenêtre de détection des neutrinos du ^7Be . La concentration nominale est de 10^{-14} g/g.
- Cas du ^{14}C :
 - le ^{14}C par désintégration β (avec un maximum en énergie de 156 keV) avec une demie vie de 5 730 ans, peut contribuer, si sa concentration est trop importante au signal $\nu_{^7\text{Be}}$. Son taux nominal est $^{14}\text{C}/^{12}\text{C} = 10^{-18}$.

La radiopureté de tous les constituants de Borexino a été testée. De plus le niveau de radiopureté du scintillateur sera contrôlé dans le prototype CTF, décrit section 8.2 page 90, avant de remplir Borexino. Ceux-ci assurent alors que la mesure du signal du ^7Be pourra sortir largement du bruit fond (figure 3.10).

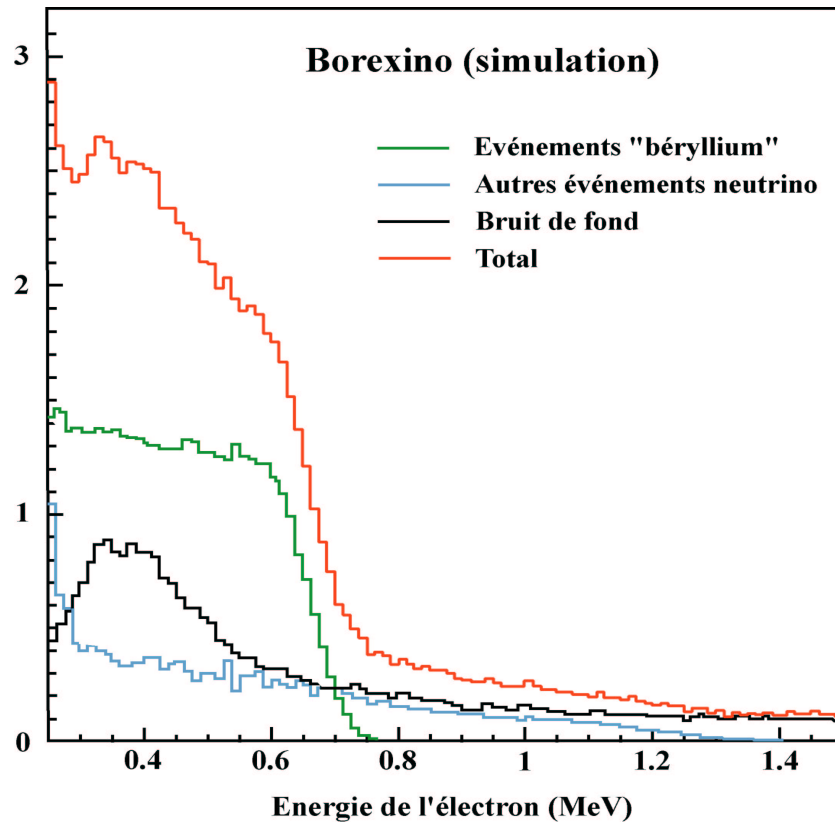


FIG. 3.10 – Signal neutrino du ^7Be et bruit de fond compte tenu des caractéristiques nominales de Borexino.

Chapitre 4

Principe de l'électronique et acquisition de données

Pour une énergie de 1 MeV déposée par une particule β dans le volume cible de Borexino, entre 300 et 350 photo-électrons sont attendus. Avec 2 214 PM, l'électronique de Borexino doit donc être capable de fonctionner au photo-électron unique. Pour un événement considéré (électron de diffusion issu d'un neutrino, particule β du ^{14}C ...), la mesure du temps, de la position et de l'énergie de ce dernier doivent être effectuées. Une bonne résolution temporelle est nécessaire, non seulement pour reconstruire la position de l'événement, mais aussi pour assurer une bonne discrimination sur la nature des particules. Cette discrimination repose sur la différence de réponse temporelle du scintillateur en fonction de la particule considérée, discrimination $\alpha - \beta$ (section 3.4.1.1 page 40).

L'ensemble de l'électronique d'acquisition se trouve dans la *DAQ room* présentée sur la figure 3.4. Elle peut être subdivisée en plusieurs sous-systèmes :

- l'électronique associée au détecteur interne dit électronique des baies « Laben », dédiée à la prise de données des événements neutrinos et des muons n'ayant pas traversé l'IV ;
- l'électronique du détecteur externe, associée à la détection des muons ayant traversé la zone tampon d'eau ;
- l'électronique Flash ADC ou FADC, permettant entre autre la prise de données d'événements d'énergie supérieure au MeV ;
- l'électronique de déclenchement.

Tous les modules nécessaires à l'électronique de prise de données sont placés dans différents chassis eux-mêmes fixés dans des armoires que j'appellerai baie. Je me consacre dans la suite uniquement à l'électronique Laben et à l'électronique FADC.

4.1 L'électronique associée au détecteur interne

L'électronique du détecteur interne a une double fonctionnalité : détecter des événements neutrinos grâce à 1 843 PM possédant des collecteurs de lumière et signer la présence de muons n'ayant pas traversé le volume cible, par 371 PM qui en sont démunis. L'électronique étant similaire dans les deux cas, l'électronique des baies Laben se réfèrera indistinctement à l'acquisition de l'ensemble de ces PM.

Ce système est composé de plusieurs châssis d'électronique qui sont repartis sur 14 baies (numérotées de 1 à 14), et assurent la distribution haute tension, la numérisation, le traitement

et l'envoi des données (issues des signaux des PM) à un ordinateur dédié (PC). Cet envoi est pris en charge par une carte gérant le bus VME possédant un processeur de type Motorola PowerPC (appelé PPC). La figure 4.1 schématise l'ensemble du fonctionnement, de l'alimentation haute

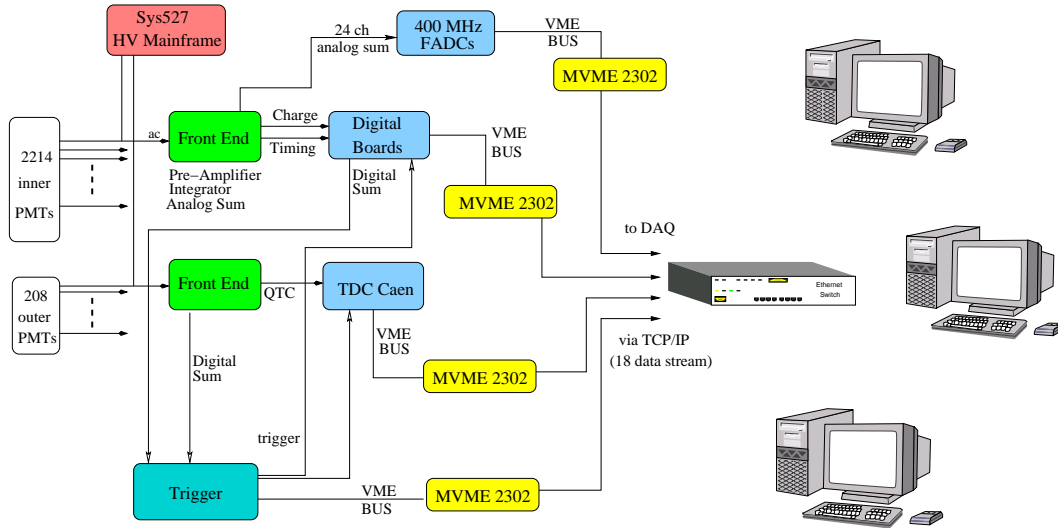


FIG. 4.1 – Électronique d'acquisition et de réception de données dans Borexino. L'alimentation et les signaux PM sont assurés par un châssis analogique, le châssis Front End (en vert sur la figure). Chaque signal de PM est amplifié et séparé en trois voies assurant entre autre la mesure du temps et de la charge par le châssis de numérisation (en bleu sur la figure). Le traitement et l'envoi des données sont effectués par un PowerPC par des protocoles TCP/IP jusqu'à un PC dédié.

tension des PM, jusqu'à l'acquisition à un PC dédié. Le traitement du temps d'arrivée et de la charge récoltée sur l'anode des PM se fait sur les châssis analogique et numérique disposés sur chacune des 14 baies.

4.1.1 Le châssis analogique

Chaque châssis analogique possède 14 cartes de 12 canaux, chacun des canaux est alors associé à un signal PM. Ces cartes assurent le découplage haute tension, le filtrage basse fréquence, une amplification et une intégration de la charge de 12 PM. Chaque signal de PM est amplifié et séparé en trois voies et délivre un signal :

- pour le discriminateur et pour la mesure en temps, pour cela le signal a été inversé ;
- pour la mesure en énergie, par une mesure de la tension de sortie proportionnelle à la charge d'entrée ;
- en vue de faire une sommation par 12 PM.

Cette dernière est utilisée par l'électronique FADC (en bleu figure 4.1). Notons qu'il est également possible d'injecter une charge test à l'ensemble des PM, permettant le fonctionnement de la chaîne de l'électronique sans la mise en tension de ces derniers. La discrimination, la mesure en temps et de la charge sont effectuées par les cartes du châssis de numérisation.

4.1.2 Le châssis de numérisation

Il s'agit d'un châssis de type VME, composé de 20 cartes de numérisation possédant 8 entrées, un système de déclenchement appelé TBP (pour *Trigger Backplane Board*) et un PowerPC (numérotés de 1 à 14) gérant le bus VME. Chaque châssis de numérisation possède une capacité d'analyse de $2 \times 8 \times 20$ signaux. Les signaux délivrés par les cartes du châssis analogique sont

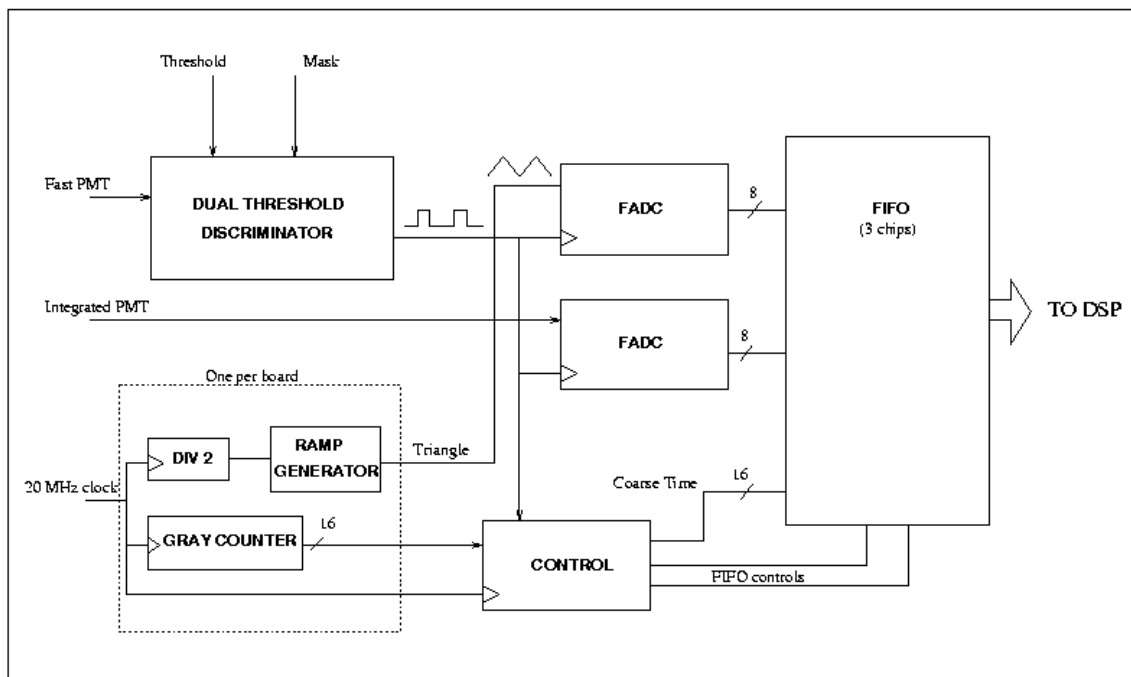


FIG. 4.2 – Diagramme d'une carte de numérisation : composée d'un discriminateur et de deux FADC. La numérisation de ces FADC fournit la mesure de la charge et du temps d'arrivée des signaux des PM. Si le discriminateur est déclenché, l'ensemble des données est copié temporairement dans une mémoire FIFO.

utilisés par les cartes de numérisations et assurent la discrimination, la mesure en temps et en charge du signal du PM.

Principe du discriminateur

Le discriminateur, dont le seuil en amplitude assure le rejet des signaux de PM qui sont en dessous du photo-électron, génère, lorsque le seuil en amplitude est satisfait, deux signaux de 30 ns de largeur et espacés de 80 ns. Ceux-ci permettront la mesure en temps et charge du signal du PM. De même il se bloque pendant 140 ns, temps nécessaire aux numérisations et leurs écritures dans la mémoire FIFO (figure 4.2). Le système attend un signal de déclenchement pour envoyer les données écrites dans la mémoire FIFO à un PC d'acquisition.

Mesure de la charge

La mesure de la charge se fait par un FADC de 8 bits, qui numérise le signal intégré du PM deux fois, après 8 ns et 80 ns. La première valeur retourne alors le piedestal du signal, *i.e.* le bruit électronique de l'ensemble PM et carte de numérisation, et le second retourne la valeur de

l'amplitude du signal et du pedestal. La différence des deux permet alors de supprimer le bruit basse fréquence et fournit la charge réelle collectée par le PM.

Mesure en temps

La mesure du temps est fournie par deux numérisations complémentaires recoltées par le deuxième FADC, analogue au premier. Le premier signal issu du discriminateur retourne la valeur d'un compteur 16 bits de 20 MHz, le *Gray counter*, permettant une mesure du temps avec une résolution de 50 ns. Synchronisé sur ce dernier, un signal triangulaire de 10 MHz, dont la double numérisation (un après 8 ns et l'autre après 80 ns), fournit une information temporelle plus précise que celle fournie par le *Gray counter*. Notons que la double numérisation assure alors qu'un des deux signaux numérisés se trouve sur la composante linéaire du signal triangulaire. Les deux informations complémentaires fournissent une résolution en temps d'environ 200 ps.

L'ensemble des données, du temps et de la charge, est copié temporairement dans la mémoire FIFO (dont la taille de la mémoire est de 2 ko). Si un signal de déclenchement arrive dans les 6 μ s, les données sont copiées et gardées dans une mémoire (accessible par VME), sinon les données sont réécrites. Soulignons que des événements non déclenchés peuvent être lus pendant l'acquisition, permettant un contrôle du fonctionnement des PM.

4.1.3 Le système de déclenchement de l'électronique Laben

L'acquisition de l'électronique Laben doit fonctionner de 1 μ s avant les premières numérisations jusqu'à 4 – 5 μ s après. L'objectif du système de déclenchement est de fournir :

- le nombre de PM déclenchés dans une fenêtre temporelle de 50 ns (ajustable de 30 ns à 70 ns) ;
- un signal identifiant les muons ;
- un temps absolu.

Ce système permet également de recevoir différents modes de fonctionnement : acquisition laser, test, calibration ...

Au dos de chaque châssis de numérisation se trouvent les TBP qui délivrent au système de déclenchement principal (BTB) le nombre de PM touché, entendons ceux dont le seuil en amplitude est supérieur au photo-électron, dans les dernières 50 ns. Si l'ensemble des TBP dépasse un seuil fixé, typiquement 40 PM touchés dans une fenêtre de 50 ns, le système de déclenchement principal envoie un signal à l'ensemble des TBP en vue de garder les numérisations faites. La fenêtre en temps nécessaire à la lecture des cartes de numérisation est programmable, par défaut elle est de 6 μ s. En fonction du taux de nouveau déclenchement Δt , plusieurs possibilités sont à prévoir :

- $\Delta t < 6 \mu$ s. Si un nouveau déclenchement arrive avant la fin des 6 μ s, aucun nouveau déclenchement n'est généré. La fenêtre en temps est augmentée de 6 μ s supplémentaires, un marquage est effectué dans les données. Chaque information sur le temps absolu est écrite en mémoire et ce pour tous les événements déclenchés. Du point de vue de l'acquisition, tous ces nouveaux déclenchements ne font partie que d'un seul événement. Ce système permet donc de garder en mémoire tous les événements qui arrivent en double coïncidence ainsi que l'accumulation des événements β de basses énergies du ^{14}C .
- $\Delta t > 6 \mu$ s. Un nouveau déclenchement est généré.

L'électronique Laben est conçue pour l'acquisition de signaux de PM unique. Dans le cas d'événements de haute énergie, au-delà de 1,5 MeV, cette électronique commence à saturer et

n'est plus capable de fournir une bonne estimation de l'énergie. C'est également le cas pour des événements décentrés. Les effets d'angle solide induisent alors une collection de lumière importante, pouvant saturer les PM se trouvant proches de l'événement à détecter. En regroupant des signaux de plusieurs PM mitoyens, et par un choix de gain judicieux, on peut s'affranchir d'un tel risque de saturation.

4.2 Électronique haute énergie, les cartes FADC

En vue de détecter des événements au dessus du MeV, tels que des événements de neutrinos du ^8B ou encore d'antineutrinos de réacteurs nucléaires, une numérisation par groupe de 24 PM est faite. Celle-ci s'effectue par une carte de numérisation rapide appelée FADC.

C'est grâce à un partenariat entre le groupe du Collège de France et la société CAEN que la carte a vu le jour. Ayant pour nom industriel V896, ces cartes fonctionnent sur bus VME et possèdent trois entrées (ou canaux) indépendantes où le signal est numérisé. La numérisation s'effectue à 400MHz sur 8 bits, avec une amplitude de signal de 500 mV. Les numérisations faites par ses canaux sont enregistrées dans des pages dont la taille est configurable via la programmation de l'EPROM de la carte. Le nombre de pages dépend de la taille de celles-ci. La mémoire totale disponible est de 256ko ce qui permet un enregistrement de $256 \times 1024 / (400 \times 10^6) = 655,36 \mu\text{s}$. La longueur des pages a été choisie en fonction du taux de nouveau déclenchement. Comme nous l'avons vu, le temps maximal d'attente entre deux déclenchements est d'environ $6 \mu\text{s}$ (section 4.1.3 page 50), le choix de la taille des pages s'est donc porté sur 64, soit 4 096 échantillons, *i.e.* $10,24 \mu\text{s}$. Le volume de données correspondant est de 400 octets/canal/ μs . La numérisation s'effectue en permanence dans cette mémoire circulaire. Si un signal de déclenchement généré par le système de déclenchement Laben arrive, et si celui-ci satisfait au deuxième niveau de déclenchement (présenté par la suite), la numérisation est gardée en mémoire et la page est incrémentée de un. Sinon elle est réécrite. C'est une des caractéristiques essentielles de cette carte FADC : outre sa numérisation rapide, il n'y a pas de temps mort entre les événements numérisés.

En vue d'effectuer une sommation des signaux de 24 PM un module électronique, le sommateur, a été développé par le groupe du Collège de France.

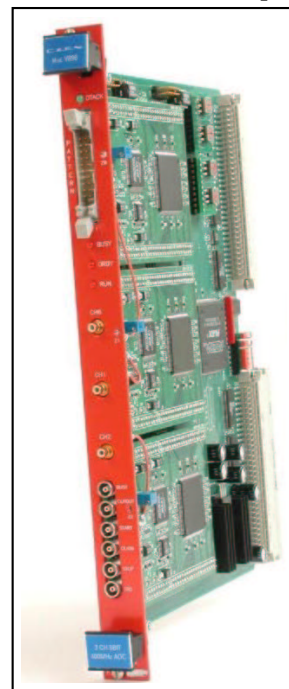


FIG. 4.3 – Carte FADC CAEN-V896.

4.3 Les sommateurs

La numérisation des PM se fait par regroupement de 24. Pour additionner l'ensemble des signaux de PM, le PCC du Collège de France, en partenariat avec la société Marathon, a développé un système de sommateurs à gain ajustable (voir annexe A). À partir de chaque somme par 12 PM fournie par les cartes du châssis analogique, soit un total de $12 \times 14 \times 14$, une amplification et plusieurs sommations sont effectuées :

- une somme par 2 permet d'avoir une information par groupe de 24 PM ;
- une somme par 8 pour effectuer une somme totale des PM nécessaire au déclenchement de deuxième niveau des FADC.

La figure 4.4 présente les 14 entrées du sommateur, chaque entrée représentant 12 PM. Le regroupement par 2×12 PM est amplifié pour la digitalisation par les FADC. De plus il fournit une somme totale par 168 PM participants au système de déclenchement FADC. Sur chacun des

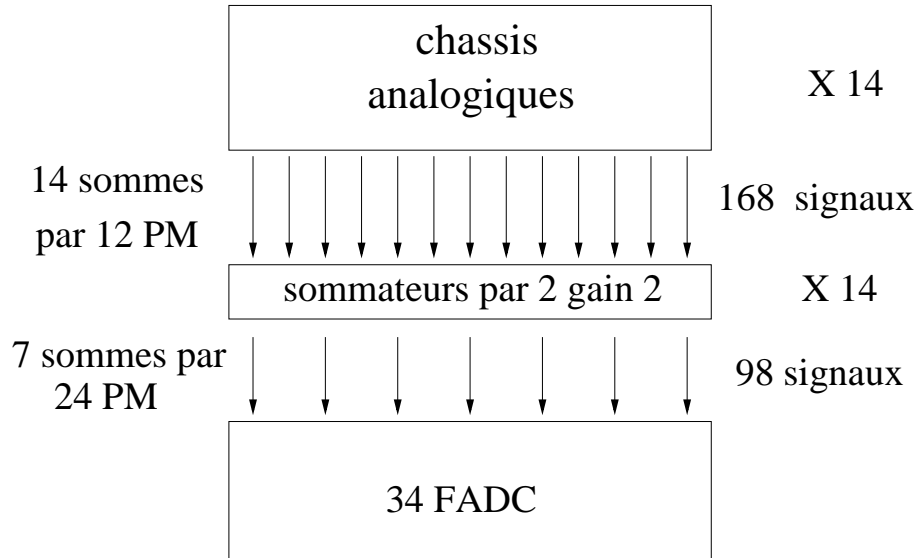


FIG. 4.4 – À partir des 14 sommes de 12 PM fournis par le chassis analogique, une somme de 2×12 PM est effectuée avec un gain 2 par les sommateurs. L'ensemble des 98 signaux fournis par les sommateurs sont numérisés par les cartes FADC.

14 châssis un sommateur est implanté. Au dos de chacun d'eux plusieurs sorties sont disponibles via des connecteurs de type BNC :

- 7 sorties de groupe de 24 PM ;
- 1 sortie somme totale.

Pour chaque sommateur, l'ensemble des 7 sorties est connecté aux entrées des FADC. L'ensemble des sorties de sommes totales est utilisé pour le déclenchement deuxième niveau des FADC.

4.4 Le système d'acquisition des cartes FADC

Nous disposons de 34 cartes FADC dont la répartition de numérisation des 102 canaux est :

- 98 pour les sommes des signaux de 24 PM ;
- 1 pour la somme totale ;
- 1 pour le déclenchement de l'électronique Laben.
- 1 libre, le choix de numérisation n'est pas encore fixé.

Le seuil en énergie fixé par l'électronique Laben est tel que la plus grande partie des événements seront des événements ^{14}C de basse énergie. Dans ce cas, le taux de déclenchement attendu est de 50 Hz, fournissant un volume de données pour les cartes FADC de 21 Mo/s soit 1,8 To/j. C'est un volume important comparativement à celui fourni par l'électronique Laben d'environ 5 Go/j. L'intérêt principal du FADC n'étant pas ce type de mesure, nous constituons donc un second déclenchement sur l'énergie des événements. Celui-ci utilise le signal de la sortie somme total des sommateurs, le seuil en énergie sera fixé lors des premières acquisitions des cartes FADC.

La fenêtre de $10\mu\text{s}$ contenant essentiellement du bruit, il faut en extraire les signaux pertinents à conserver. Une réduction sera effectuée en amont des données, directement par le PowerPC [Beau 2002].

Une fois cette réduction de données effectuée, elles sont envoyées à un PC dédié via des protocoles TCP/IP.

4.5 Envois et réceptions des données

L'envoi des données est géré par un PowerPC (PPC0 pour le système de déclenchement, de PPC1 à 14 pour l'électronique Laben, PPC15 pour celle du muon et PPC16 pour les FADC). Chaque PowerPC envoie ses données via le réseau à un PC dédié à la construction des événements via des protocoles TCP/IP appelé *bxbuild*.

La logique concernant les processus d'envois et de reception des données ainsi que la construction des événements est présentée sur la figure 4.5.

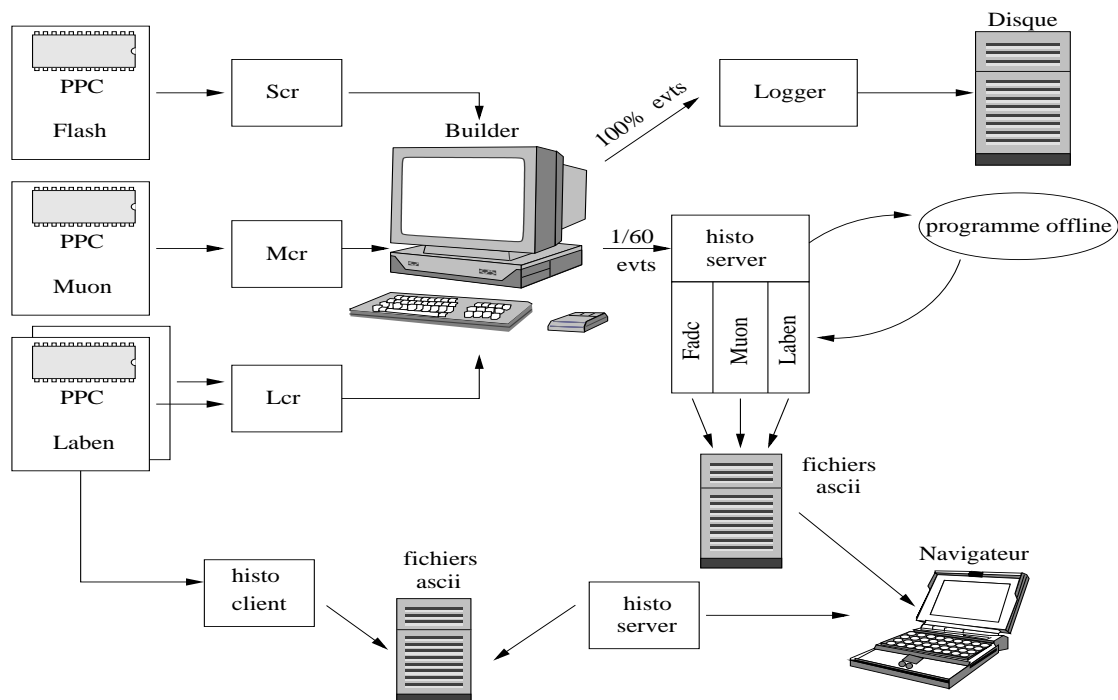


FIG. 4.5 – Chaque PPC envoie ses données par des protocoles TCP/IP à un PC dédié. La réception des données Flash se fait sur le Scr (pour Sum Crate Receiver). Les données sont regroupées, et écrites sur disque.

Partie II

Chapitre 5

Les neutrinos de réacteurs nucléaires dans l'expérience Borexino

Le nombre important d'atomes d'hydrogène dans la cible de 283 t de pseudocumène de Borexino, permet via des réactions β inverses, de mesurer les $\bar{\nu}_e$ issus des réacteurs nucléaires. L'étude complète de leur détection est présentée ici. On trouvera en fin de chapitre le nombre d'événements attendus ainsi que la contribution de l'ensemble des centrales nucléaires participant au flux de $\bar{\nu}_e$.

5.1 Détection des neutrinos réacteurs dans Borexino

Un $\bar{\nu}_e$ peut induire plusieurs types de réactions dans le pseudocumène : une diffusion sur électron, une interaction par courant chargé ou par courant neutre, sur un noyau de carbone ou d'hydrogène. La diffusion élastique sur électron, outre sa faible signature discriminante, possède une section efficace¹ trop faible au regard des autres modes d'interaction. L'interaction par courant neutre sur un noyau est plus difficile car elle nécessite la détection du recul de ce dernier à de faibles énergies (quelques keV). Reste la réaction par courant chargé sur un proton ou réaction β inverse :

$$\bar{\nu}_e p \rightarrow n e^+ . \quad (5.1)$$

C'est une réaction endothermique dont le seuil en énergie dépend du noyau dans lequel le proton cible est « logé ».

Le seuil de la réaction sur un atome de carbone, de 14 MeV, est trop élevé compte tenu du spectre des neutrinos de réacteurs nucléaires. Seul la réaction β inverse sur un atome d'hydrogène est alors considérée.

5.1.1 Seuil en énergie de la réaction

Par des considérations cinématiques, l'énergie des neutrinos incidents s'écrit :

$$E_{\bar{\nu}_e} = T_{e^+} - m_p + m_n + m_e + \mathcal{O}\left(\frac{E_{\bar{\nu}_e}}{m_n}\right) ,$$

1. La section efficace de diffusion $\bar{\nu}_e$ sur électron est de $\sigma_{\bar{\nu}_e e^- \rightarrow \bar{\nu}_e e^-} \simeq 4,0 \cdot 10^{-49} \text{ m}^2 \left(\frac{E_{\bar{\nu}_e}}{1 \text{ MeV}}\right)$, valeur à comparer à la section efficace de capture voir équation 5.3.

où T_{e^+} est l'énergie cinétique du positron, m_n la masse du neutron, m_p celle du proton, m_e de l'électron. La correction $\mathcal{O}\left(\frac{E_{\bar{\nu}_e}}{m_n}\right)$ traduit la correction à apporter lorsque l'on tient compte de l'énergie de recul du neutron. Au vu des masses mises en jeu (m_n et m_e) dans l'état final de la réaction 5.1, on peut considérer le neutron créé au repos et la correction $\mathcal{O}\left(\frac{E_{\bar{\nu}_e}}{m_n}\right)$ comme négligeable. Le positron emporte ainsi l'essentiel de l'énergie des $\bar{\nu}_e$ incidents. On définit alors le seuil de la réaction 5.1, comme l'énergie minimale des $\bar{\nu}_e$, $E_{\bar{\nu}_e}^s$, tel que $T_e^+ = 0$. Soit en d'autres termes :

$$E_{\bar{\nu}_e}^s = m_n - m_p + m_e \simeq 1,804 \text{ MeV} . \quad (5.2)$$

5.1.2 Section efficace de capture $\bar{\nu}_e$ sur proton

La section efficace de capture $\bar{\nu}_e$ de la réaction 5.1 est [Vogel and Beacom 1999] :

$$\sigma_{\bar{\nu}_e-p}(E_{\bar{\nu}_e}) = \frac{2\pi^2}{m_e^5 f \tau_n} (E_{\bar{\nu}_e} - \Delta M) \sqrt{(E_{\bar{\nu}_e} - \Delta M)^2 - (m_e)^2} ,$$

où :

- $\Delta M = m_n - m_p$;
- $\tau_n \simeq (886,7 \pm 1,9) \text{ s}$ le temps de vie du neutron ;
- $f \simeq 1,7152$ est facteur de phase.

La section efficace que j'utilise par la suite s'écrit donc :

$$\sigma_{\bar{\nu}_e-p}(E) \simeq 9,52 \frac{(E_{\bar{\nu}_e} - \Delta M) \sqrt{(E_{\bar{\nu}_e} - \Delta M)^2 - (m_e)^2}}{1 \text{ MeV}^2} 10^{-44} \text{ cm}^2 . \quad (5.3)$$

5.1.3 Le spectre visible

Lors de la réaction 5.1 l'essentiel de l'énergie est emporté par le positron. Mesurer l'énergie des positrons revient donc à mesurer l'énergie des $\bar{\nu}_e$. Comme nous le verrons par la suite, le positron une fois créé s'annihile instantanément (en comparaison de la capture du neutron qui passe par une phase de thermalisation de quelques centaines de μs). On définit alors l'énergie quasi-instantanée ou énergie visible (E_{vis}) comme l'énergie cinétique déposée par le positron et l'énergie des deux gammas d'annihilation de $2 \times m_e$ dans le volume cible de Borexino. Soit en fonction de $E_{\bar{\nu}_e}$:

$$\begin{aligned} E_{\text{vis}} &= E_{\bar{\nu}_e} - \Delta M + m_e \\ E_{\text{vis}} &\simeq E_{\bar{\nu}_e} - 0,8 . \end{aligned} \quad (5.4)$$

Le seuil en énergie visible est obtenu pour une énergie cinétique nulle du positron soit :

$$E_{\text{vis}}^s = 2 \times m_e .$$

Le nombre d'événements $\bar{\nu}_e$ attendus dans Borexino, *i.e.* le nombre d'événements visibles, passe par la détermination du spectre en énergie des neutrinos incidents. À cette fin, les mécanismes de production des $\bar{\nu}_e$ dans les centrales nucléaires doivent être étudiés.

5.2 De la fission au flux de $\bar{\nu}_e$

5.2.1 Les réacteurs nucléaires sources de $\bar{\nu}_e$

Le principe d'une centrale nucléaire est de produire de l'énergie électrique à partir de celle libérée par la fission d'un combustible fissible, en général de l'uranium naturel plus ou moins enrichi en ^{235}U . Les réactions de fission conduisent à la formation de deux noyaux (les fragments de fission), et à deux ou trois neutrons, dont un seul induira à son tour une nouvelle fission². La figure 5.1 illustre, dans le cas de la fission de ^{235}U , la répartition des produits de fission en fonction de leur masse atomique. L'existence de deux bosses prouve que la fission est rarement symétrique. Le plus souvent on obtient un fragment de fission plus léger regroupant de 90 à 95 nucléons et

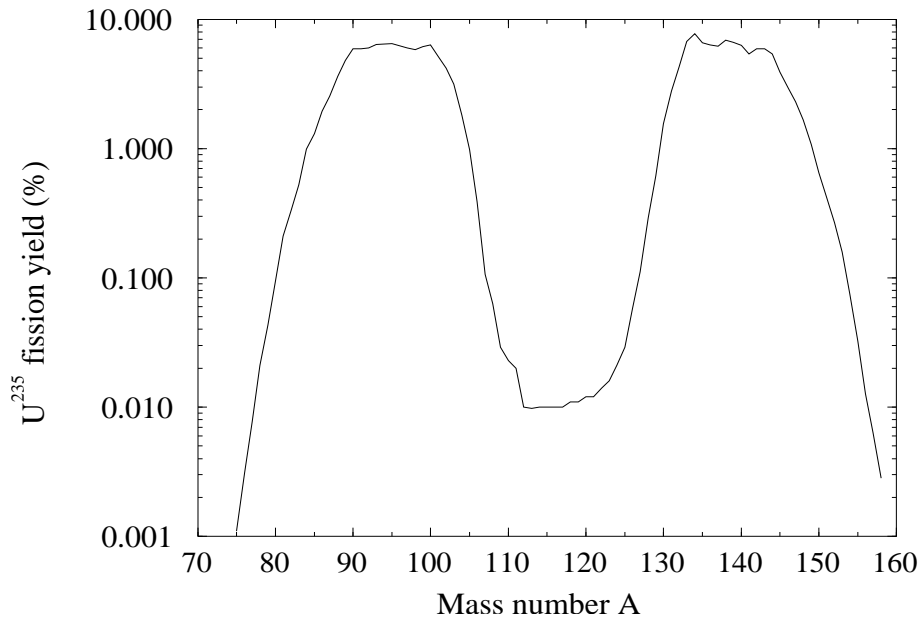


FIG. 5.1 – Proportion en pourcentage des produits de fission de ^{235}U (échelle logarithmique) en fonction de leur masse atomique [Bemporad et al. 2002]. L'existence de deux bosses, montre que la fission est rarement symétrique.

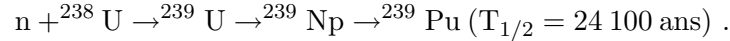
un fragment plus lourd regroupant 140 à 145 nucléons. On obtient une fission symétrique pour environ dix mille fissions. Le nombre de nucléons étant conservé lors des réactions de fissions, la proportion relative de protons et de neutrons dans les produits de fission est à peu près la même que dans le noyau lourd initial. Ainsi, les produits de fissions possèdent un nombre excédentaire de neutrons par rapport au nombre de protons. Pour atteindre la stabilité, en moyenne 6 neutrons se désintègrent par désintégrations β^- , émettant ainsi 6 $\bar{\nu}_e$. L'ordre de grandeur du flux de $\bar{\nu}_e$ ($n_{\bar{\nu}_e}$) émis par le coeur d'un réacteur nucléaire, peut être déterminé connaissant l'énergie libérée de chaque fission (environ 200 MeV). En considérant un réacteur nucléaire d'une puissance thermique (\mathcal{P}) de un giga-watt, il vient :

$$n_{\bar{\nu}_e} = 6 \times \text{nombre de fissions/s} = 6 \times \mathcal{P}/200 \text{ MeV} \simeq 10^{20} \bar{\nu}_e \text{ s}^{-1} .$$

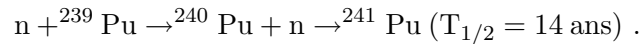
2. Une fission caractéristique est la réaction : $n + {}^{235}_{92}\text{U} \rightarrow {}^{236}_{92}\text{U} \rightarrow {}^{140}_{54}\text{Xe} + {}^{94}_{38}\text{Sr} + 2n$ qui aboutit à des noyaux de xénon et de strontium comportant respectivement 140 et 94 nucléons.

5.2.2 Détermination des produits de fission

Avec l'âge du combustible, d'autres noyaux fissiles que ceux de ^{235}U interviennent. En effet, ^{238}U par capture d'un neutron rapide (dont l'énergie cinétique est nettement supérieure à l'énergie thermique), conduit à la formation de ^{239}Pu , suivant la réaction :



Le ^{239}Pu peut alors entraîner, toujours à la suite de la capture d'un neutron rapide, la formation de ^{241}Pu par la réaction :



Les trois noyaux fissiles ^{235}U , ^{239}Pu et ^{241}Pu produisent non seulement des neutrons qui entretiennent les réactions nucléaires (réactions en chaîne), mais aussi plus de 200 produits de fission. Il conviendrait donc de recenser et d'étudier l'ensemble de ces produits de fission, pour disposer du spectre en énergie des $\bar{\nu}_e$ correspondant. Cependant, le seuil en énergie de la réaction de détection 5.1 impose une contrainte sur la nature des isotopes à considérer. Ainsi, essentiellement quatre fragments de fission³ [Barger et al. 2001] conduisent de par leurs désintégrations β^- à des $\bar{\nu}_e$ ayant une énergie supérieure au seuil énergétique de la réaction de détection : ^{235}U , ^{238}U , ^{241}Pu et ^{239}Pu .

5.3 Spectre des $\bar{\nu}_e$ issus des réacteurs nucléaires

5.3.1 Les paramètres d'ajustements

Chacun des quatre produits de fission produit un spectre unique $\bar{\nu}_e$ [Vogel and Engel 1989]. Pour un isotope j , les spectres peuvent être paramétrés par des coefficients a_i suivant la relation [Aliani et al. 2003] :

$$\frac{dN_{\bar{\nu}_e}^j}{dE_{\bar{\nu}_e}} = \exp [a_0 + a_1 E_{\bar{\nu}_e} + a_2 E_{\bar{\nu}_e}^2]. \quad (5.5)$$

Les coefficients a_i dépendent de la nature de l'isotope fissile ; ils sont donnés dans le tableau 5.1. Le spectre résultant est exprimé en $\bar{\nu}_e / (\text{MeV} - \text{fission})$.

	^{235}U	^{239}Pu	^{238}U	^{241}Pu
a_0	0,8700	0,8960	0,9760	0,7930
a_1	-0,1600	-0,2390	-0,1620	-0,0800
a_2	-0,0910	-0,0981	-0,0790	-0,1085

TAB. 5.1 – Valeurs des coefficients a_i du spectre en énergie des $\bar{\nu}_e$ [Murayama and Pierce 2002].

L'ajustement des ces paramètres provient de données issues d'expériences de neutrinos de réacteurs à de faibles distances, où les effets d'oscillations sont négligeables [Schreckenbach et al. 1985].

3. D'autres éléments de fission ayant une énergie supérieure au seuil de la réaction 5.1 existent mais leurs contributions sont négligeables comparativement à celles de chacun des quatre éléments considérés (voir figure 5.2).

5.3.2 Variation de la composition isotopique du coeur d'un réacteur nucléaire : le *burn-up*

Au cours d'une année, et en considérant la réintroduction périodique de combustibles nucléaires, la composition isotopique du cœur du réacteur évolue. Cette évolution encore appelée *burnup*, se traduit par une décroissance de ^{235}U au profit du ^{239}Pu et du ^{241}Pu . Après un an de fonctionnement, le réacteur est stoppé et environ un tiers du combustible est changé. L'évolution des produits de fission pendant un cycle de combustible est présentée sur la figure 5.2. Des contributions beaucoup plus faibles existent, comme ^{240}Pu et ^{242}Pu , mais elles sont inférieures à 0,1 % du flux total des $\bar{\nu}_e$. Dans la suite, ces éléments ne seront pas pris en compte de même que ceux ayant des contributions moindres. Étant entendu que le spectre des $\bar{\nu}_e$ dépend du fragment

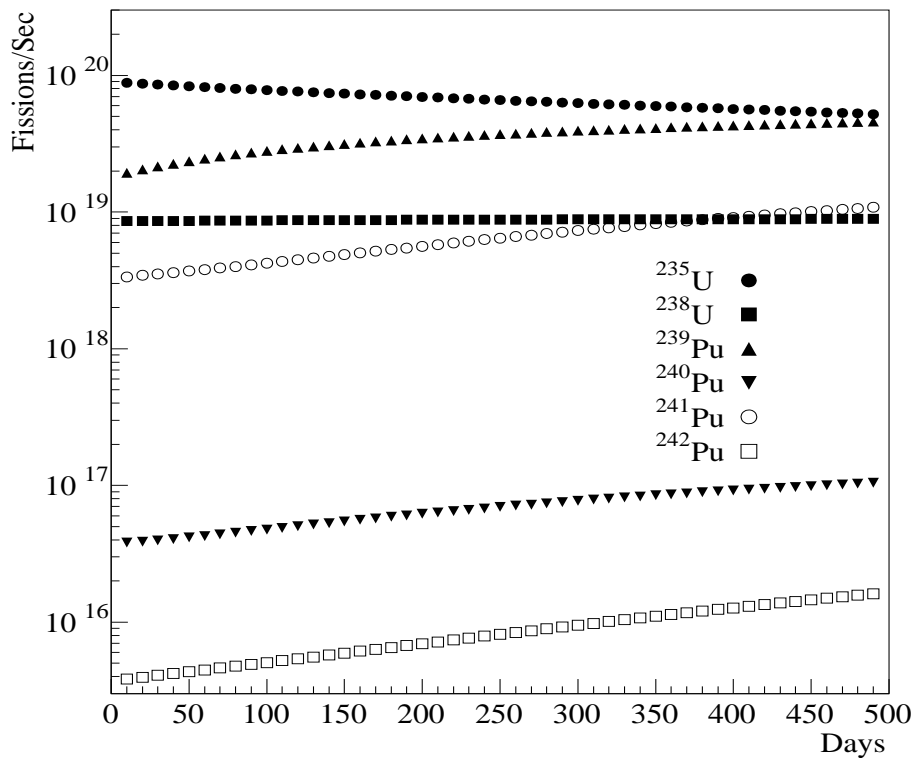


FIG. 5.2 – Évolution des six produits de fission les plus importants en fonction de l'âge du combustible dans un des réacteurs de Palo Verde. L'axe horizontal représente un cycle complet, à la fin duquel un tiers du cœur du réacteur est remplacé. Les quatre premiers isotopes suffisent à déterminer le spectre des $\bar{\nu}_e$. Les données sont issues d'un programme de simulation [Bemporad et al. 2002].

de fission considéré, nous sommes amenés à pondérer l'ajustement donné dans l'équation 5.5 par des coefficients $c_j(t)$ représentant cette variation relative d'abondance isotopique, voir tableau 5.2.

Le spectre total des $\bar{\nu}_e$ en sortie du cœur d'un réacteur nucléaire s'écrit :

$$\frac{dN_{\bar{\nu}_e}}{dE_{\bar{\nu}_e}} = \sum_{j=\text{isotopes}} c_j(t) \frac{dN_{\bar{\nu}_e}^j}{dE_{\bar{\nu}_e}} . \quad (5.6)$$

Isotopes	^{235}U	^{239}Pu	^{238}U	^{241}Pu
coefficient c_j (en %)	7,8	32,8	53,8	5,6
Energie par Isotope (MeV)	201,7	210,0	205,0	212,4

TAB. 5.2 – Abondance relative moyenne et énergie libérée par isotope.

À terme, lors des premières analyses sur les neutrinos de réacteurs nucléaires, la collaboration Borexino devra se prémunir des variations temporelles des coefficients c_j pour l'ensemble des réacteurs nucléaires considérés. Dans un premier temps, une pondération moyenne des coefficients c_j pour les quatre isotopes est prise [Barger et al. 2001].

5.3.3 Spectre en énergie des $\bar{\nu}_e$

Le spectre en énergie des $\bar{\nu}_e$ réacteurs pour un réacteur nucléaire donné ($\Phi_{\bar{\nu}_e}(E_{\bar{\nu}_e})$), se définit comme le produit du spectre $\bar{\nu}_e$ en sortie du cœur du réacteur par la section efficace de capture, soit :

$$\Phi_{\bar{\nu}_e}(E_{\bar{\nu}_e}) \propto \left(\frac{dN_{\bar{\nu}_e}}{dE_{\bar{\nu}_e}} \right)_{\text{réacteur}} \sigma_{\bar{\nu}_e p}(E_{\bar{\nu}_e}) .$$

La figure 5.3 présente $(dN_{\bar{\nu}_e}/dE_{\bar{\nu}_e})_{\text{réacteur}}$, $\sigma_{\bar{\nu}_e p}$ et $\Phi_{\bar{\nu}_e}$ en fonction de l'énergie $E_{\bar{\nu}_e}$. Ceux-ci com-

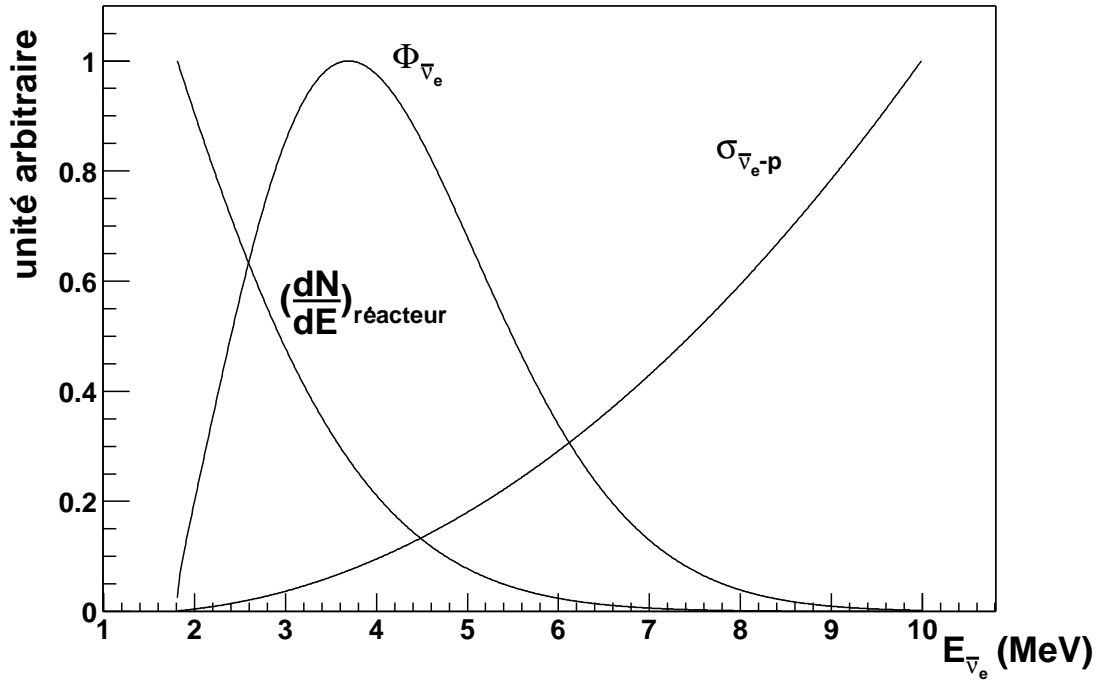


FIG. 5.3 – Spectre en énergie des $\bar{\nu}_e$ en sortie du cœur d'un réacteur nucléaire $(dN_{\bar{\nu}_e}/dE_{\bar{\nu}_e})_{\text{réacteur}}$, section efficace de capture $\sigma_{\bar{\nu}_e p}$ et produit des deux $\Phi_{\bar{\nu}_e}$, i.e. spectre des neutrinos de réacteurs nucléaires. Les flux et la section efficace sont exprimés en unité arbitraire.

mençant au seuil de la réaction et ne s'étendent guère au-delà de 9 MeV. Le maximum du flux

se situe entre 3,5 MeV et 4 MeV, pour une énergie moyenne d'environ 4 MeV.

La connaissance du spectre des neutrinos de réacteurs nucléaires passe par le recensement de l'ensemble des réacteurs nucléaires en Europe⁴.

5.4 Nombre de $\bar{\nu}_e$ dans Borexino

5.4.1 Les réacteurs nucléaires considérés

On peut répertorier 217 réacteurs nucléaires en Europe [INSC-WEB 2002] [CEA 2001]. Il faut donc dans un premier temps disposer des puissances moyennes et des situations géographiques de chacun des réacteurs nucléaires, *i.e.* de leurs latitudes et longitudes [IJS-WEB 2002], et calculer la distance qui les sépare de Borexino, situé à $42^\circ 27' 10''$ de latitude et $13^\circ 34' 30''$ de longitude (voir figure 5.4). Il est important de remarquer qu'il n'y a plus de centrales nucléaires en activité en Italie depuis 1988. La majorité des centrales nucléaires en Europe se trouve en France. Avec 58 centrales nucléaires en activité⁵ (dont la vallée du Rhône compte à elle seule 16 réacteurs), les réacteurs nucléaires français sont la source principale de neutrinos dans l'expérience Borexino.



FIG. 5.4 – Répartition des réacteurs nucléaires en Europe [INSC-WEB 2002] et situation géographique de l'expérience Borexino : $42^\circ 27' 10''$ de latitude et $13^\circ 34' 30''$ de longitude.

4. Le nombre d'événement neutrinos attendu dans Borexino est inversement proportionnel à l'angle solide, seul les centrales nucléaires en Europe sont alors considérées ici.

5. Notons que la France detient le record du pays le plus nucléarisé du monde par rapport au nombre d'habitants.

5.4.2 Nombre de $\bar{\nu}_e$

Le nombre de $\bar{\nu}_e$ arrivant dans Borexino, issus d'un réacteur nucléaire k , pendant une période de temps T , $n_{\bar{\nu}_e,k}(E_{\bar{\nu}_e}, T)$, s'écrit en fonction de l'énergie $E_{\bar{\nu}_e}$ (dans le cas d'une non oscillation de neutrinos) :

$$n_{\bar{\nu}_e,k}(E_{\bar{\nu}_e}, T) = \left(\frac{dN_{\bar{\nu}_e}}{dE} \right)_k \frac{1}{4\pi L_k^2} \sigma_{\bar{\nu}_e p}(E_{\bar{\nu}_e}) n_p T, \quad (5.7)$$

où :

- $\left(\frac{dN_{\bar{\nu}_e}}{dE} \right)_k$ est le spectre neutrino à la sortie du k^e réacteur de puissance thermique \mathcal{P}_k ;
- L_k la distance du k^e réacteur nucléaire à Borexino ;
- $\sigma_{\bar{\nu}_e p}(E_{\bar{\nu}_e})$ la section efficace de capture $\bar{\nu}_e$ sur proton ;
- n_p nombre de protons dans le volume cible de Borexino correspondant à une masse de 283 t ;
- et T le temps d'acquisition.

La contribution de l'ensemble des réacteurs nucléaires s'écrit alors :

$$n_{\bar{\nu}_e}(E_{\bar{\nu}_e}, T) = \sum_{k=1}^{217} n_{\bar{\nu}_e,k}(E_{\bar{\nu}_e}, T). \quad (5.8)$$

En considérant une efficacité de détection de 100 %, le nombre total d'événements détectés dans Borexino (toujours dans le cas d'une non oscillation de neutrinos) s'exprime alors en fonction de l'énergie visible (voir équation 5.4 page 58) :

$$n_{\bar{\nu}_e}(T) = \int dE_{\text{vis}} \sum_{k=1}^{217} n_{\bar{\nu}_e,k}(T, E_{\text{vis}}). \quad (5.9)$$

Le tableau 5.3 présente les contributions des différents pays au nombre de $\bar{\nu}_e$ détectés dans Borexino. Le nombre total d'événements attendu en 3 ans est d'environ 90. Les réacteurs nucléaires situés à des distances inférieures à 1 000 km contribuent à 78% du flux, et majoritairement des réacteurs nucléaires français.

Pour un coeur de réacteur nucléaire k l'incertitude systématique sur le flux de $\bar{\nu}_e$ est de $\sigma_k(\text{syst}) = 0,5\%$. Ainsi en tenant compte de l'ensemble des 217 réacteurs nucléaires, l'incertitude systématique s'écrit :

$$\sigma(\text{syst}) = \sigma_k(\text{syst}) \sqrt{\sum_k n_{\bar{\nu}_e,k}} \simeq 4,74\%.$$

Le nombre de $\bar{\nu}_e$ attendu dans Borexino est de :

$$n_{\bar{\nu}_e}(283 \text{ t}, 3 \text{ ans}) = 90,0 \pm 9,5 (\text{stat}) \pm 3,9 (\text{syst}).$$

L'évaluation de ce nombre de neutrinos considère une efficacité de détection du couple positron-neutron de 100% dans le volume cible, ce qui n'est a priori pas le cas. Nous devons donc déterminer cette efficacité de détection pour avoir le nombre réel d'événements attendu dans Borexino. On se reportera à l'annexe C pour trouver l'ensemble détaillé (position géographique, puissance électrique...) de tous les réacteurs nucléaires considérés.

Un commentaire s'impose au vu de la faible statistique de ce signal. Contrairement aux neutrinos solaires, le signal neutrino de réacteurs nucléaires, est double, un signal positron et

Pays	Nb de cœurs	Distance (km)	\mathcal{P} (GW _{therm.})	signal($\bar{\nu}_e$ /3 ans)
Allemagne	19	968	67,73	15,75
Arménie	1	2550	1,2	0,03
Belgique	7	1162	18,36	2,60
Bulgarie	6	828	11,37	3,09
Espagne	9	945	23,98	5,36
Finlande	4	2160	7,42	0,30
France	58	1024	198,19	38,58
Hongrie	4	620	5,56	2,70
Lituanie	2	1730	7,61	0,47
Pays-Bas	1	1245	1,45	0,17
Roumanie	1	1182	2,09	0,27
Royaume-Uni	35	1460	41,50	3,71
Fédération de Russie	29	3107	63,60	2,37
Slovaquie	4	744	5,24	1,76
Slovénie	1	418	2,17	2,30
Suède	12	1717	32,14	2,03
Suisse	5	706	9,60	3,58
République Tchèque	4	763	5,30	1,70
Ukraine	15	1570	41,88	3,21
Total	217		545,20	90

TAB. 5.3 – Contribution des réacteurs nucléaires de différents pays au nombre d'événements attendus dans Borexino pour 3 ans d'acquisition (masse de scintillateur 283 t, i.e. $1,7 \cdot 10^{31}$ protons). Les puissances moyennes et les distances sont présentées. Notons que l'Italie ne possède aucun réacteur nucléaire en activité.

un neutron. Ce double signal émis en coïncidence permet de s'affranchir considérablement des bruits de fond dont la détermination est cruciale pour les neutrinos solaire. La faible statistique du nombre de $\bar{\nu}_e$ dans Borexino, va alors imposer, comme nous le verrons par la suite, de considérer un plus grand temps d'acquisition en vue de contraindre la valeur des paramètres d'oscillation.

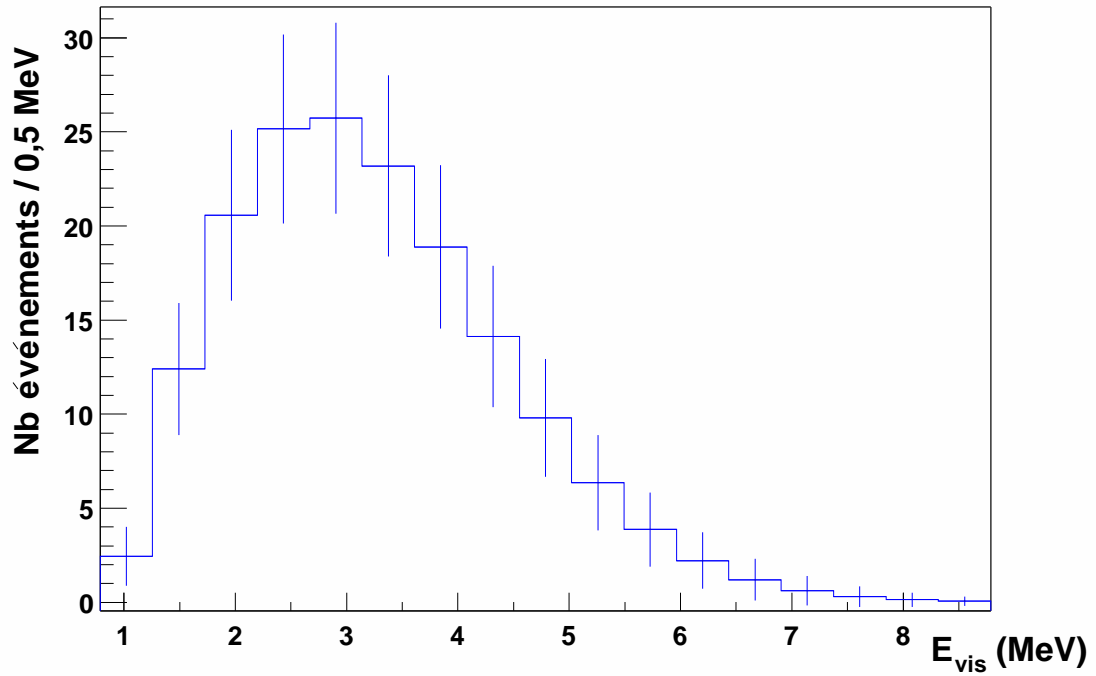


FIG. 5.5 – Nombre d'événements détectés dans Borexino, en fonction de l'énergie visible après trois ans de prise de données. Le nombre total d'événements attendus en 3ans est $90,0 \pm 9,5(\text{stat}) \pm 3,9(\text{syst})$, dans 283t i.e. $1,7 \cdot 10^{31}$ protons. Les erreurs sur la figure sont uniquement statistiques.

Chapitre 6

Simulation et efficacité de détection positron-neutron

La simulation du nombre d'événements $\bar{\nu}_e$ détectés dans Borexino (5.4.2) a supposé une efficacité de détection de 100 % : tous les événements simulés sont détectés. Il convient donc de pondérer ce nombre par l'efficacité de détection en fonction du volume fiduciel choisi. Je présente dans ce chapitre une simulation par méthode Monte Carlo de l'efficacité du couple neutron positron. A cette fin, il convient dans un premier temps de déterminer les spectres en énergie des neutrons et des positrons.

6.1 Spectre en énergie des neutrons et des positrons

Comme nous l'avons vu dans la section 5.1 (page 57), au cours de la réaction β inverse sur un atome d'hydrogène, un neutron et un positron sont créés. Le neutron créé s'écarte de la direction incidente du $\bar{\nu}_e$ d'un angle θ_{lab} (figure 6.1). En supposant la masse du neutrino négligeable

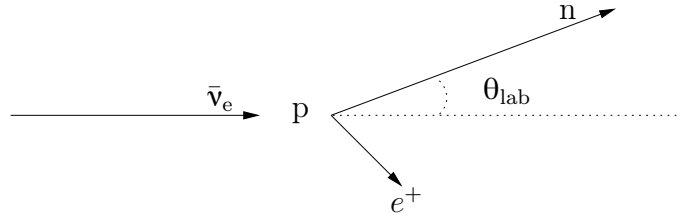


FIG. 6.1 – Vue schématique de la réaction de capture. Le neutron créé est émis avec un angle θ_{lab} par rapport au $\bar{\nu}_e$ incident.

devant les autres énergies mises en jeu, la conservation de l'énergie et de l'impulsion s'exprime respectivement par :

$$E_{\bar{\nu}_e} + m_p = E_n + E_{e^+} , \quad (6.1)$$

$$E_{\bar{\nu}_e}^2 + E_n^2 - m_n^2 - 2E_{\bar{\nu}_e} \sqrt{E_n^2 - m_n^2} \cos \theta_{\text{lab}} = E_{e^+}^2 - m_{e^+}^2 . \quad (6.2)$$

En regroupant les équations 6.1 et 6.2 pour ne plus avoir la dépendance en énergie du positron, on a :

$$E_{\bar{\nu}_e}^2 + E_n^2 - m_n^2 - 2E_{\bar{\nu}_e} \sqrt{E_n^2 - m_n^2} \cos \theta_{\text{lab}} = (E_{\bar{\nu}_e} + m_p - E_n)^2 - m_{e^+}^2 . \quad (6.3)$$

Résultat que l'on peut exprimer sous la forme $E_n = f(E_{\bar{\nu}_e}, \theta_{lab})$, où $f(E_{\bar{\nu}_e}, \theta_{lab})$ est une fonction de l'énergie des neutrinos incidents et de l'angle θ_{lab} . Le spectre $\bar{\nu}_e$ est celui exprimé section 5.3.3 (page 62), il faut alors déterminer θ_{lab} pour connaître l'énergie du neutron.

6.1.1 Détermination de l'angle d'émission du neutron

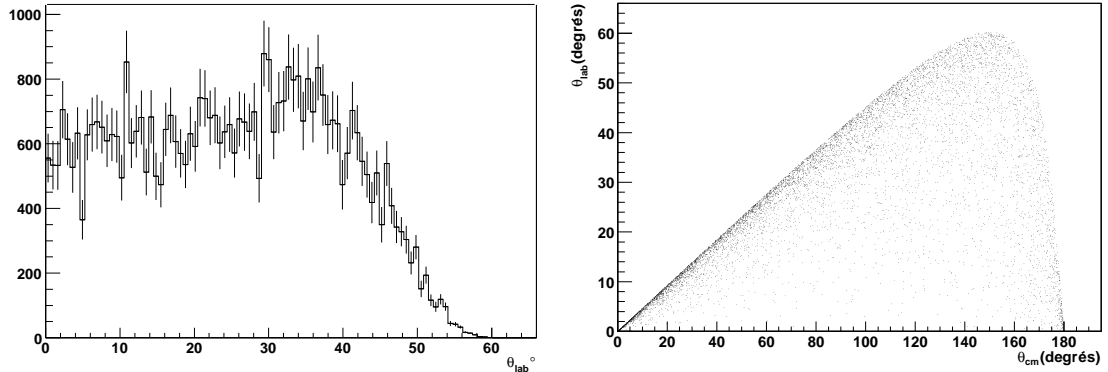
Contrairement à l'angle dans le laboratoire, l'angle dans le centre de masse θ_{cm} est isotrope [Jackson 1962]. Par des considérations cinématiques, la relation qui unit l'angle d'émission dans le laboratoire et dans le centre de masse s'écrit :

$$\tan \theta_{lab} = \frac{E' \sin \theta_{cm}}{(E_{\bar{\nu}_e} + m_p)(\cos \theta_{cm} + \alpha)}, \quad (6.4)$$

avec :

$$\alpha = \frac{P_{\bar{\nu}_e}}{(E_{\bar{\nu}_e} + m_p)} \times \frac{1 + \frac{m_n^2 - m_e^2}{E'^2}}{\sqrt{1 - (\frac{m_e + m_n}{E'})^2} \sqrt{1 - (\frac{m_e - m_n}{E'})^2}} \quad \text{et} \quad E' = m_p \left(1 + \frac{2E_{\bar{\nu}_e}}{m_p}\right)^{1/2}.$$

Une simulation par méthode de Monte-Carlo, permet alors de déterminer la distribution de l'angle θ_{lab} en prenant une distribution isotrope pour θ_{cm} , figure 6.2(a). La valeur de θ_{lab} n'excède pas



(a) Distribution de l'angle dans le laboratoire. (b) Distribution de l'angle dans le laboratoire en fonction de l'angle dans le centre de masse.

FIG. 6.2 – Résultats de la simulation par méthode de Monte-Carlo.

60° . Le neutron est donc émis à l'intérieur d'un cône d'ouverture de 60° centré sur la direction d'incidence du $\bar{\nu}_e$, figure 6.2(b). Disposant de l'angle θ_{lab} nous pouvons calculer l'énergie des neutrons.

6.1.2 Spectre en énergie du neutron

En utilisant les relations 6.3, 6.4, et le spectre en énergie des $\bar{\nu}_e$ section 5.3.3 on obtient le spectre en énergie des neutrons présenté figure 6.3. L'énergie moyenne du neutron est d'environ $\overline{T_n} = 19 \text{ keV}$. Énergie relativement faible par rapport à l'énergie moyenne des $\bar{\nu}_e$ d'environ 3 MeV . L'essentiel de l'énergie des $\bar{\nu}_e$ se retrouve donc dans l'énergie du positron.

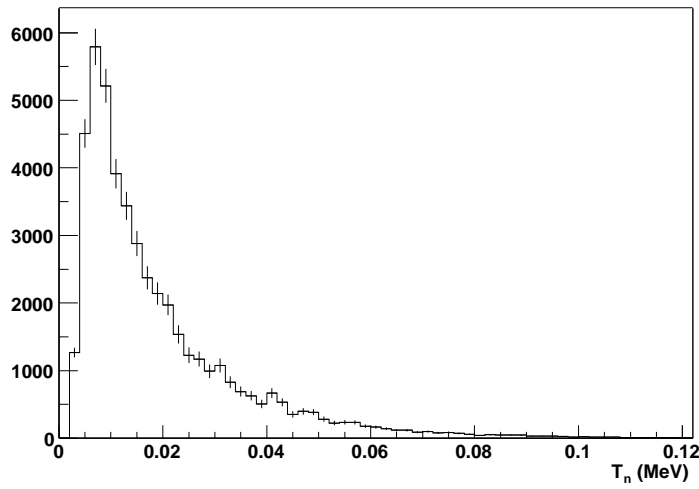


FIG. 6.3 – Spectre en énergie des neutrons en MeV, l'énergie moyenne est d'environ 19 keV. Les barres d'erreurs indiquées sont statistiques.

6.1.3 Spectre en énergie du positron

L'énergie cinétique du positron se déduit alors de l'équation 6.1. Son spectre est présenté figure 6.4. Celui-ci ne s'étend guère plus au-delà de 8 MeV, pour une énergie moyenne de : $\overline{T_e} = 2,4$ MeV. Disposant de ces spectres en énergie, je vais simuler leurs propagations dans le

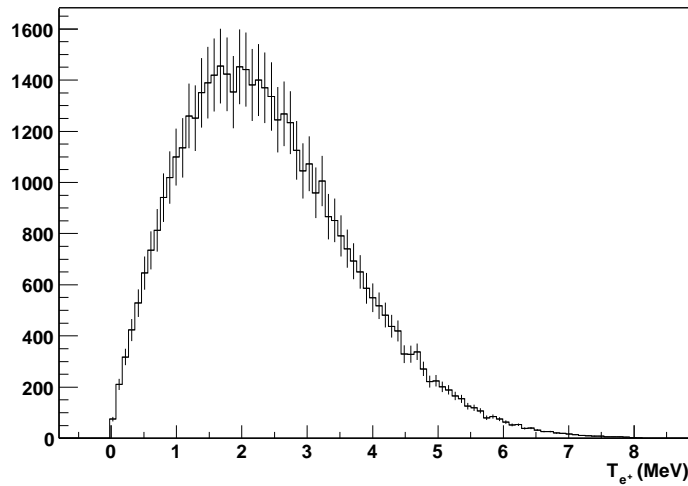


FIG. 6.4 – Spectre en énergie des positrons, d'énergie moyenne de 2,4 MeV. Les barres d'erreurs indiquées sont statistiques.

volume de Borexino, et déduire de cette étude les efficacités de détections du neutron puis du positron. Une efficacité globale de détection du couple positron-neutron s'en suivra.

6.2 Calcul des efficacités de détection par simulation Monte-Carlo

Le neutron, avec une énergie moyenne de quelques dizaines de keV, subit des collisions élastiques avec les atomes du milieu et est capturé, soit par un atome de carbone soit par un atome d'hydrogène. La section efficace de capture d'un neutron par un atome du milieu suit la loi de Gamow : $\sigma_{\text{capt}} \propto \sqrt{1/E}$ [Foderaro 1971]. Les captures ont donc lieu préférentiellement à la thermalisation .

Dans plus de 99 % des cas le neutron est capturé par un atome d'hydrogène¹, en émettant un gamma de 2,2 MeV. Typiquement le temps moyen avant capture est de l'ordre de quelques centaines de μs (comme nous le verrons par la suite). Les gammas quant à eux subissent des diffusions Compton et sont capturés par effet photo-électrique. L'événement est signé dans un premier temps par les deux gammas d'annihilation du positron ($2 \times 0,511 \text{ MeV}$) et ensuite par la capture radiative du neutron à 2,2 MeV. La corrélation en temps et en espace des signaux positron-neutron permet de se différencier du bruit de fond.

6.2.1 Le Monte-Carlo utilisé

La simulation des neutrons de basse énergie a été développée au PCC Collège de France et incorporée dans Geant 3.21. Il considère :

- une distribution Maxwellienne d'atomes dans la cible à $T = 300 \text{ K}$;
- des collisions élastiques neutron-carbone et neutron-proton ;
- les liaisons chimiques du proton dans les molécules ;
- toutes les sections efficaces des neutrons ont été prises dans [McLane et al. 1988] .

Il a été utilisé et vérifié pour les simulations des expériences Chooz et Bugey.

La simulation présentée ne tient pas compte des effets dus à la collection de lumière par les photo-multiplicateurs. Dans tout ce qui suit je considère un nombre moyen de 300 p.e. par MeV, soit une résolution en énergie d'environ $\sigma_E \simeq 6 \text{ \%}/\sqrt{E}$.

6.2.2 Le volume sensible

La cible et la zone tampon ont des compositions chimiques voisines, respectivement du PC plus du PPO et du PC plus du DMP (voir section 3.4 page 39). Ainsi, des événements produits par les $\bar{\nu}_e$ dans la zone tampon pourront être détectés dans le volume cible scintillant délimité par un rayon $r = 425 \text{ cm}$, *i.e.* une masse de 283 t. On détermine alors un volume sensible (ou volume fiduciel pour les $\bar{\nu}_e$ de réacteurs nucléaires), plus grand que le volume cible tel qu'au-delà d'un rayon donné, la participation des effets de bord est négligeable. Par la suite, et par commodité, j'ai choisi le même volume sensible pour générer les événements positrons et les événements neutrons.

6.2.3 Efficacité de détection des neutrons

On définit l'efficacité de détection des neutrons ϵ_n , comme le rapport du nombre de gammas de 2,2 MeV (issus de la capture du neutron) ayant déposé une énergie supérieure au seuil en énergie² dans le volume cible, sur le nombre total de neutrons générés dans le volume sensible.

1. À l'énergie thermique les sections efficaces de capture du neutron sur l'hydrogène est de $\sigma_H \simeq 0,33\text{b}$ contre $\sigma_C \simeq 3,5 \cdot 10^{-3}\text{b}$ sur un atome de carbone [Mughabghab et al. 1981].

2. C'est la présence de ^{14}C , avec un pic en émission β à environ 160 keV, qui fixe ce seuil en énergie.

L'étude de la variation de probabilité de détection des gammas de capture va me permettre de déterminer le volume sensible.

La figure 6.5 présente le pourcentage de gamma de 2,2 MeV détecté en fonction de la distance r au centre du volume cible de Borexino. J'ai choisi de présenter ce pourcentage entre 380 et 460 cm, où les variations sont les plus significatives. Le neutron avec un parcours moyen de 7 cm

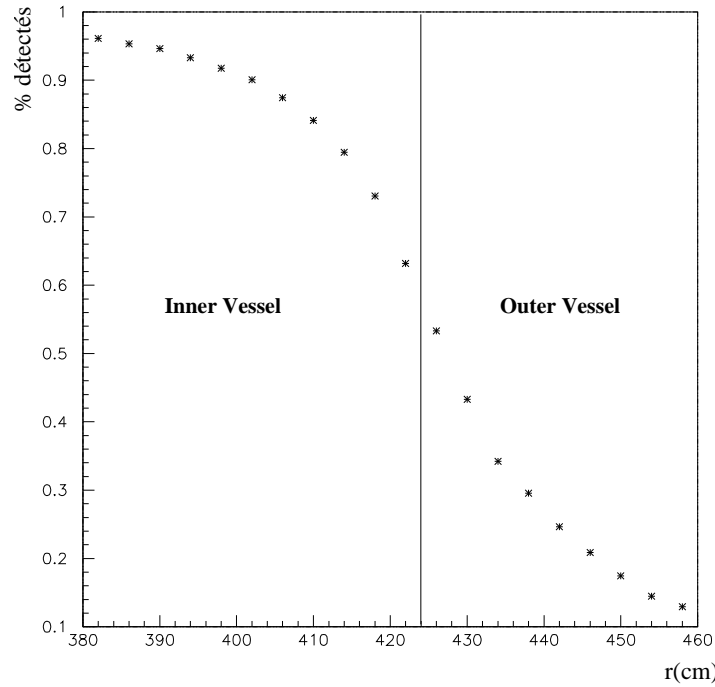


FIG. 6.5 – Probabilité de détection du gamma de 2,2 MeV issu de la capture du neutron sur un atome d'hydrogène en fonction de son lieu de création dans le volume cible. Le seuil en énergie de détection est pris à 250 keV.

a, à mesure que r augmente, une probabilité de plus en plus faible d'être capturé dans le volume cible. Les gammas de 2,2 MeV sont de moins en moins détectés. Cette diminution présente une forte variation près de la frontière cible-zone tampon où la probabilité de détection est d'environ 55 % : approximativement autant de gammas dans le volume cible que dans la zone tampon. La probabilité chute de 96 % en $r = 380$ cm à 12 % en $r = 460$ cm. On définit alors la limite du volume sensible en $r = 480$ cm, au-delà la probabilité de détection de neutron n'est plus que de 0,37 %. En générant 10^5 neutrons dans ce volume on obtient l'efficacité neutron : $\epsilon_n \simeq 72,15\% \pm 0,27\%$ avec une erreur systématique de 0,37%. Le nombre de gammas détectés avec une énergie supérieure à 250 keV sur le nombre de neutrons attendus dans le volume cible est de $(480/425)^3 \times 72,15\% \simeq 104\%$. Les neutrons générés dans le volume sensible peuvent se propager et être capturés à l'extérieur. Une partie des gammas de 2,2 MeV peuvent néanmoins être détectés dans le volume cible rendant l'efficacité de détection dans le volume cible supérieure à 100 %.

6.2.4 Efficacité de détection du positron

On définit l'efficacité positron ϵ_{e^+} , comme le rapport du nombre de positrons et/ou de gammas d'annihilation ayant déposé une énergie supérieure à 250 keV dans le volume cible, sur le nombre total de positrons générés dans le volume sensible. La figure 6.6, présente la probabilité de détection des positrons en fonction de la distance r . La probabilité de détection présente un plateau qui s'étend du centre du volume cible jusqu'à environ 420 cm. Dans ce volume tous les positrons générés sont détectés. Le positron avec un parcours de quelques millimètres ne

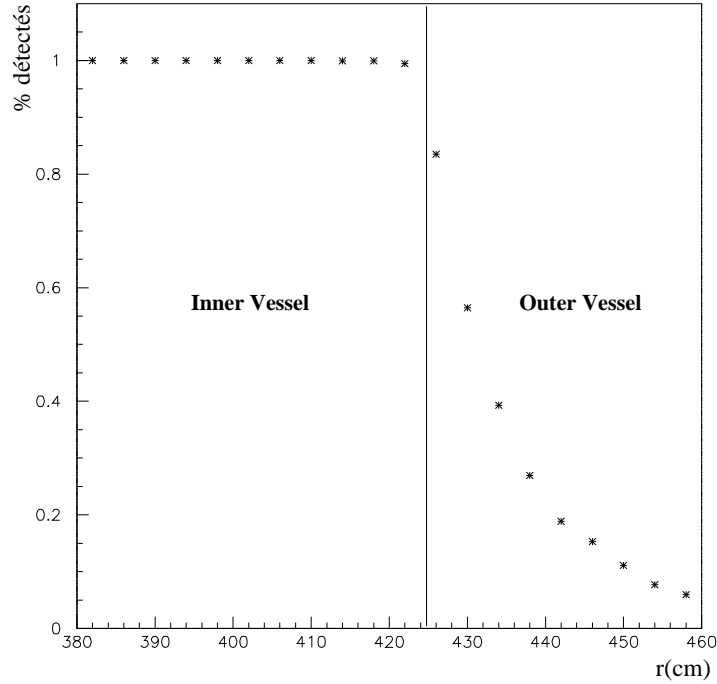


FIG. 6.6 – Probabilité de détection des positrons en fonction de son lieu de création dans le volume sensible. Le seuil en énergie est de 250 keV.

peut se propager hors du volume cible, tous les positrons et leurs gammas d'annihilations sont détectés. La chute de probabilité près de la frontière est nettement plus importante que dans le cas de neutron. Ainsi, au-delà de 480 cm on commet une erreur systématique négligeable, inférieure à 0,05 %. En générant 10^5 positrons dans ce volume on obtient l'efficacité positron : $\epsilon_{e^+} \simeq 74,97 \% \pm 0,28 \%$. Rapportés au volume cible cette efficacité est d'environ 108 %. Environ 8 % d'événements produits à l'extérieur du volume cible sont néanmoins détectés.

6.2.5 Efficacité positron-neutron combinée

L'efficacité de détection du neutron et positron seul permet de déterminer celle du couple positron-neutron, définie par :

$$\epsilon_{(e^+, n)}(r) = \epsilon_{e^+}(r) \epsilon_n(r) .$$

La figure 6.7 présente les variations de la probabilité de détection du couple positron-neutron. La chute de la probabilité de détection constatée entre $r = 380$ et 422 cm est due exclusivement à la perte d'efficacité de détection des neutrons, celle des positrons étant de 100 % (voir figure

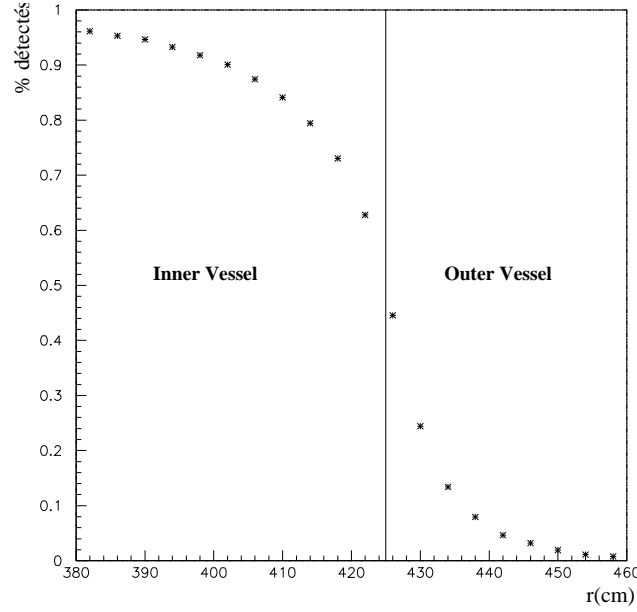


FIG. 6.7 – Variation de la probabilité de détection du gamma de 2,2 MeV et du positron. Le seuil en énergie est de 250 keV

6.6). L'efficacité positron-neutron dans l'ensemble du volume sensible s'écrit :

$$\varepsilon_{(e^+,n)} = \frac{1}{V_{\text{sensible}}} \int_0^{480 \text{ cm}} 4\pi r^2 \varepsilon_{e^+}(r) \varepsilon_n(r) dr .$$

Elle est de $\varepsilon_{(e^+,n)} = 67,84 \% \pm 0,37 \%$ et devient rapporté au volume cible : $\varepsilon_{(e^+,n)} = 97,74 \% \pm 0,54 \%$.

6.2.6 Efficacité sur la coupure en temps

Le premier signal quasi-instantané, fixé par le positron, est suivi quelques centaines de μs après par le signal neutron. Le temps séparant les deux signaux est alors fixé par le temps de capture du neutron. En considérant une épaisseur dx de scintillateur, la variation du nombre de neutrons $dn(x)$ ayant traversé cette épaisseur peut s'écrire en fonction de la section efficace de capture σ_H et de la densité de protons N_p par :

$$dn(x) = n(x + dx) - n(x) = -n(x)N_p\sigma_H dx .$$

En ne faisant intervenir qu'une dépendance temporelle dans l'équation précédente et en considérant n_0 le nombre de neutron à $t = 0$, la solution d'une telle équation est :

$$n(t) = n_0 \exp(-t/\tau) ,$$

avec τ le temps caractéristique de capture :

$$\tau = (v_n \sigma_H N_p)^{-1} ,$$

où v_n représente la vitesse du neutron. La capture du neutron suivant la loi de Gamow, on a $\sigma_H \propto 1/v_n$. Ainsi τ est indépendant de v_n et peut être déterminé en prenant, par exemple, la

vitesse thermique du neutron, $v_n \simeq 2\,200$ m/s, pour laquelle $\sigma_H(v_n) = 0,33$ barn. Dans le volume cible délimité par un rayon de 425 cm, on a $N_p = 1,7 \cdot 10^{31}$, le temps de capture est donc : $\tau = 260$ μ s. La simulation Monte-Carlo réalisée, figure 6.8, fournit un temps caractéristique de capture de $\tau = 258,5 \pm 1,5$ μ s ; comparativement au τ théorique, la différence relative est de l'ordre du pour cent.

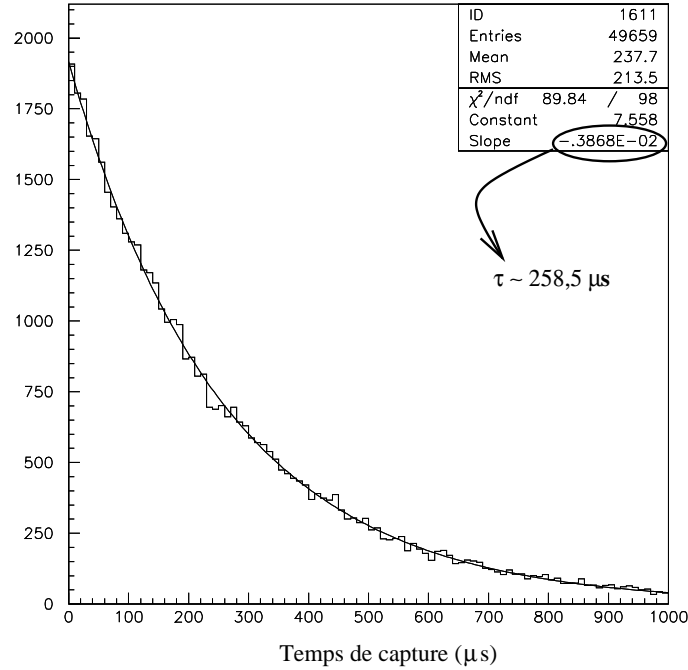


FIG. 6.8 – Temps de capture du neutron sur un atome d'hydrogène. Le temps de capture est indépendant de l'énergie du neutron, et vaut $\tau \simeq 258,5$ μ s.

Le temps de déclenchement et le temps d'acquisition du signal, induisent une perte d'efficacité de détection. En effet, si le déclenchement de l'électronique est d'environ 1 μ s après le premier signal, on perd $0,35\% \pm 0,03\%$ des événements. Pour une fenêtre en temps Δt compris entre 1 μ s et 780 μ s on a $92,63\% \pm 0,52\%$, ce qui représente une perte d'efficacité de 5 % comparativement à l'efficacité obtenue sans coupure temporelle. On peut résumer les différentes efficacités par le tableau 6.1.

	Efficacité dans le volume sensible	Efficacité rapportée au volume cible
n	72,15 %	103,95 %
$e^+ + n$	67,84 %	97,74 %
$e^+ + n + \Delta t$	64,30 %	92,63 %

TAB. 6.1 – Efficacité neutron seul, neutron-positron et associée avec une coupure temporelle en fonction des différents volumes considérés. .

La détection des $\bar{\nu}_e$ des réacteurs nucléaires peut s'opérer avec une bonne efficacité dans le volume cible de Borexino, supérieure à 90%. Disposant de cette efficacité de détection, nous allons voir comment Borexino peut contraindre la valeur des paramètres d'oscillation des neutrinos par une étude en norme et en forme du spectre des $\bar{\nu}_e$ de réacteurs nucléaires.

Chapitre 7

Étude de la norme et de la forme du spectre des positrons

L'efficacité de détection du couple positron-neutron dans le volume cible de Borexino de 283t est de 92,63% (section 6.2.6 page 73). Le nombre d'événements neutrinos attendus dans le cas d'une non oscillation est d'environ 90 pour 3 ans de prises de données. En tenant compte du seuil en énergie imposé par le bruit de fond des neutrinos géologiques à 2,6 MeV, le nombre d'événements est plus faible, environ 64 événements pour 3 ans. Nous allons voir comment Borexino peut exclure ou contraindre la valeur des paramètres d'oscillations par une étude en norme et en forme du spectre en énergie des neutrinos de réacteurs nucléaires.

7.1 Rapport du nombre d'événements

Le nombre d'événements attendus dans Borexino en fonction de la probabilité d'oscillation s'écrit :

$$n_{\bar{\nu}_e}(T, \sin^2 2\theta, \Delta m^2) = \int dE_{\text{vis}} \sum_{k=1}^{217} n_k(T, E_{\text{vis}}) P_k(\Delta m^2, \sin^2 2\theta) . \quad (7.1)$$

La somme sur k indique les contributions de l'ensemble des réacteurs nucléaires considérés (voir annexe C), T le temps d'acquisition et $P_k(\Delta m^2, \sin^2 2\theta)$ est la probabilité de survie des $\bar{\nu}_e$ d'énergie $E_{\bar{\nu}_e} = E_{\text{vis}} - 0,8$ qui s'écrit pour un réacteur nucléaire k situé à une distance L_k de Borexino :

$$P_k(\Delta m^2, \sin^2 2\theta) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2 L_k}{E} \right) .$$

On détermine le rapport $R_{\text{BX}}(T, \sin^2 2\theta, \Delta m^2)$ comme le nombre d'événements observés dans Borexino sur le nombre d'événements attendus sans oscillation :

$$R_{\text{BX}}(T, \sin^2 2\theta, \Delta m^2) = \frac{n_{\bar{\nu}_e}(T, \sin^2 2\theta, \Delta m^2)}{n_{\bar{\nu}_e}(T, 0, 0)} .$$

R_{BX} peut s'interpréter comme le pourcentage de neutrinos n'ayant pas oscillés. La figure 7.1 présente l'ensemble des différentes valeurs de R_{BX} attendues dans Borexino dans le plan $(\sin^2 2\theta, \Delta m^2)$ et la région LMA des paramètres d'oscillation à 95% D.C¹. Pour que Borexino puisse mesurer une oscillation correspondant à la solution LMA des paramètres d'oscillation, il faudrait mesurer

1. La région LMA sur l'ensemble des figures présentées ici a juste valeur indicative.

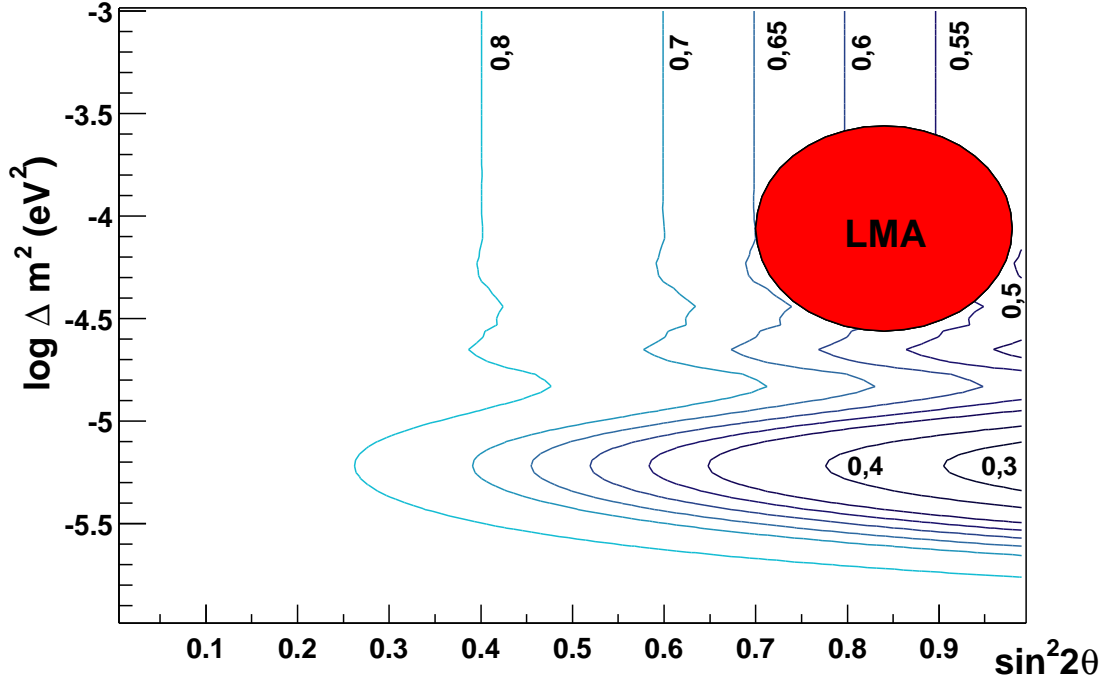


FIG. 7.1 – Contour pour différentes valeurs de rapport dans le plan $(\sin^2 2\theta, \Delta m^2)$. La région LMA des paramètres d'oscillation à 95% de degré de confiance y est aussi présentée.

une diminution du flux de 35 à 45%. C'est à dire sur la figure 7.1 être compris dans la région délimitée par $R_{BX} = 0,65$ et $R_{BX} = 0,55$.

Pour tenir compte de l'aspect statistique et systématique du nombre d'événements, nous allons appliquer le test du χ^2 de Pearson que je presente ici sommairement.

7.2 Test du χ^2 de Pearson

Soit R_i^{att} le rapport R_{BX} pour une énergie E_i mesuré dans Borexino. Nous cherchons à déterminer les paramètres d'oscillation, ou, du moins, les régions de ces paramètres d'oscillation compatibles avec cette mesure. Nous allons donc comparer les données expérimentales aux données théoriques (en supposant une oscillation de neutrinos) et l'ajustement se fera par le test du χ^2 de Pearson définit par :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{(R_i^{vu} - R_i^{att}(\sin^2 2\theta, \Delta m^2))^2}{\sigma_i^2}. \quad (7.2)$$

Le rapport R_i^{vu} est pris dans une distribution gaussienne de moyenne R_i^{att} et de variance $\sigma_{vu} = \sqrt{n_i(T, \sin^2 2\theta, \Delta m^2)/n_i(T, 0, 0)}$. La variance σ_i^2 tiens compte de l'ensemble des erreurs systématiques et statistiques pour une énergie E_i et s'écrit : $\sigma^2 = \sqrt{\sigma_{vu,i}^2 + \sigma_{syst}^2}$.

Ainsi si l'hypothèse $R_i^{\text{att}} = (R_1^{\text{theo}}, \dots, R_N^{\text{theo}})$ est correcte et que le nombre d'événements par bin est suffisamment grand (en pratique $n_i > 5$ est satisfaisant) alors on peut dire que le χ^2 va suivre une loi de χ^2 à $N - N_{\text{bin}}$ degré de liberté, N_{bin} est le nombre de bin considérés.

Dans le cas où nous nous intéressons à la norme, c'est à dire à une mesure intégrée du flux R^{att} , la valeur du χ^2 s'écrit :

$$\chi_{\text{BX}}^2 = \frac{(R^{\text{att}} - R^{\text{theo}}(\sin^2 2\theta, \Delta m^2))^2}{\sigma^2} . \quad (7.3)$$

C'est donc ici une équation du type $f(\sin^2 2\theta, \Delta m^2) = k$ qu'il faut résoudre. Pour une valeur $\sin^2 2\theta$ ou Δm^2 fixé, il n'y a plus qu'un paramètre de libre. Ainsi l'analyse en norme du nombre d'événements se fait par un test de χ^2 à un degré de liberté. Remarquons que plus χ^2 est petit meilleure est la comparaison. Dans le cas où la systématique est nulle, la meilleure valeur du χ^2 est obtenue lorsque $R_{\text{BX}}^{\text{att}} = R_{\text{BX}}^{\text{theo}} \pm \sqrt{R_{\text{BX}}^{\text{theo}}}$ à 1σ c'est à dire $\chi^2 = 1$.

7.3 Bruit de fond dû aux neutrinos géologiques

Les antineutrinos émis par les désintégrations de l'uranium (^{238}U) et du thorium (^{232}Th) de la croûte terrestre, les géo-neutrinos ($\bar{\nu}_{\text{géo}}$), contribuent dans la partie basse en énergie des neutrinos de réacteurs nucléaires, $E_{\text{vis}} < 2,49 \text{ MeV}$. La figure 7.2 présente le spectre des neutrinos de réacteurs nucléaires ainsi que celui des neutrinos géologiques attendus dans Borexino [Raghavan et al. 1998b]. À titre indicatif, les spectres attendus dans KamLAND sont présentés figure 7.3. Pour s'affranchir de ces événements, une coupure sur le spectre en énergie visible à 2,6 MeV sera effectuée.

7.4 Contour d'inclusion de KamLAND

Je présente ici les résultats de ma simulation à partir des résultats de l'analyse en norme de KamLAND. Ceux-ci me servent donc de vérification quant à la justesse de mon code de simulation. Rappelons que le nombre d'événements détectés est de $N_{\text{obs}} = 54$ contre 86,8 dans le cas d'une non oscillation de neutrino. En me plaçant dans les conditions des meilleurs ajustements des paramètres d'oscillation ($\Delta m^2 = 6,9 \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2$ et $\sin^2 2\theta = 1$), et en considérant un volume fiduciel de 408 t j'obtiens un nombre simulé de $N_{\text{obs}} = 55,4$ contre $N_{\text{no}} = 89,2$ dans le cas d'une non oscillation. La figure 7.4(a) présente le spectre visible des événements de neutrinos de réacteurs nucléaires que j'ai simulé. De même la figure 7.4(b) présente les régions d'inclusions possibles pour les paramètres d'oscillation des neutrinos compte tenu des valeurs des meilleurs ajustements. On se reportera aux figures 2.2 à titre comparatif. En conclusion, à environ 2% près, mon code d'analyse retrouve bien le spectre de la figure 2.6 ainsi que le contour d'inclusion de KamLAND.

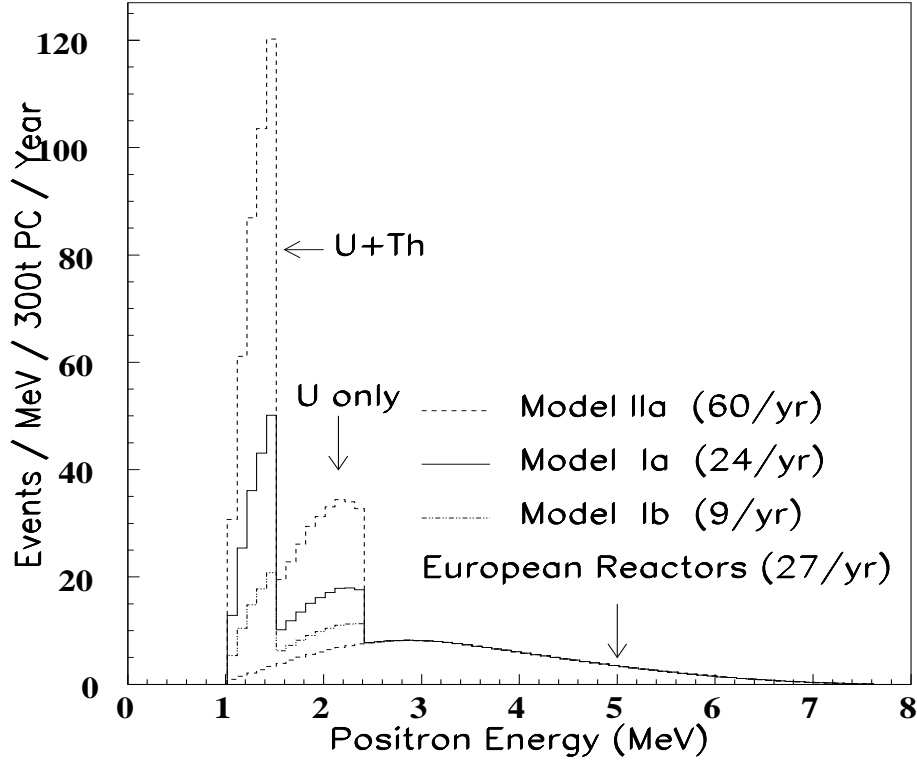


FIG. 7.2 – Spectre des neutrinos réacteurs nucléaires et géologiques dans Borexino. Le nombre d'événements dans ce cas ne tient pas compte de l'ensemble des centrales nucléaires que j'ai considéré et de l'efficacité de détection positron-neutron.

7.5 Contours d'exclusions, analyse en norme

Dans le cas où l'on n'observe pas d'oscillation de neutrinos, c'est à dire pour R_{BX} proche de 1, nous allons voir quelle région des paramètres d'oscillation il est possible d'exclure avec Borexino. De même, nous verrons l'effet de la systématique sur ces contours d'exclusion. Par la suite, la résolution en énergie de Borexino est prise à $\sigma_E/E = 7\%/\sqrt{E}$. La figure 7.5 présente les contours d'exclusion pour 3 ans de prises de données, avec une erreur systématique nulle. Les contours sont pour 90 %, 95 % et 3σ de degré de confiance, c'est à dire pour 1 degré de liberté : $\chi^2 = 1,64^2$, $1,96^2$ et 3^2 . Il est à noter que les effets de Δm^2 dans le χ^2 disparaissent pour $\Delta m^2 \geq 1,5 \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2$ (équation 1.9 page 14). Dans ces conditions, la formule du χ^2 permet de trouver la valeur correspondante en $\sin^2 2\theta$:

$$\sin^2 2\theta \simeq 2 \cdot \sqrt{\frac{\chi^2}{R^{\text{theo}}}} ,$$

avec $R^{\text{theo}} \simeq 64$. Ainsi à 90 % on s'attend à $\sin^2 2\theta = 0,41$, pour 95 % $\sin^2 2\theta = 0,49$ et 3σ à $\sin^2 2\theta = 0,75$.

Pour 3σ de degré de confiance nous voyons, dans le cas d'une non oscillation de neutrinos, que nous pouvons exclure la région LMA des paramètres d'oscillation.

La figure 7.6 présente la modification de ce contour lorsque l'on tient compte de la systématique à 4,34 %. Celle-ci diminue la valeur du χ^2 rétrécissant ainsi les régions d'exclusion des

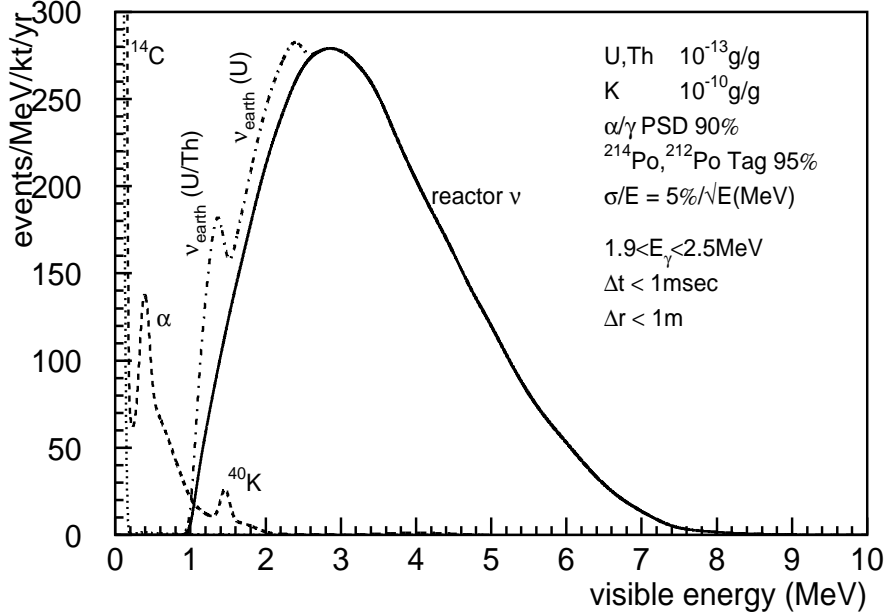


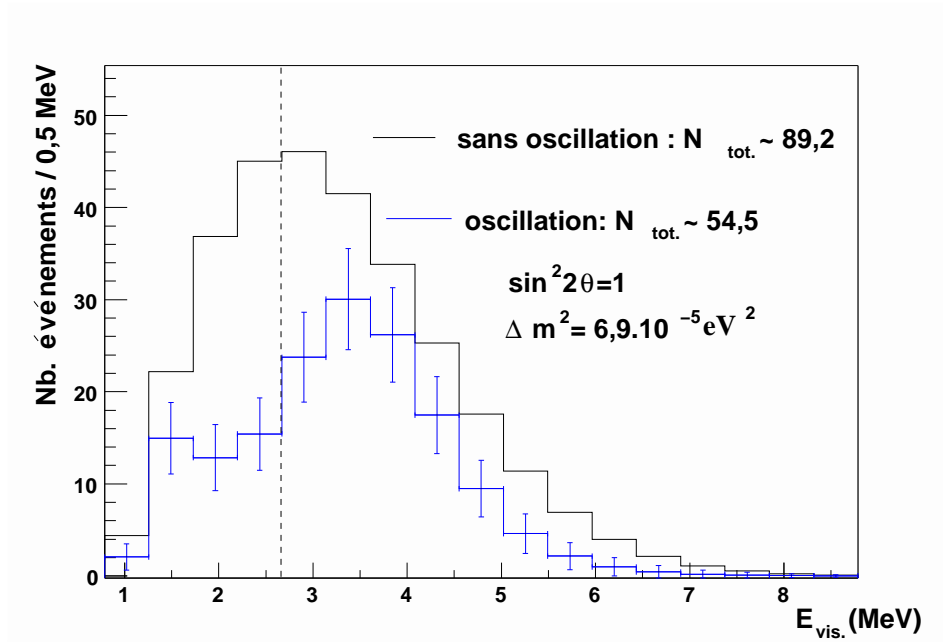
FIG. 7.3 – Spectre des neutrinos réacteurs de nucléaires et géologiques dans KamLAND. Les différentes coupures sont présentées : en énergie, en temps et sur les distances.

paramètres d'oscillation. L'effet de la systématique dans cette figure est la zone colorée qui fait la largeur du contour, pour 90 % et 3σ . La figure 7.7 présente la superposition des régions exclues par KamLAND et par Borexino. De par les distances qui les séparent des réacteurs nucléaires, Borexino peut descendre plus bas dans les valeurs de Δm^2 . Mais par sa faible statistique, Borexino exclue beaucoup moins dans le plan $\sin^2 2\theta$ et Δm^2 que l'expérience KamLAND. Notons que sur la figure 7.7 le volume fiduciel considéré pour KamLAND est de 1 kt. Le nombre d'événements détectés est alors d'environ 1 570 sur 3 ans.

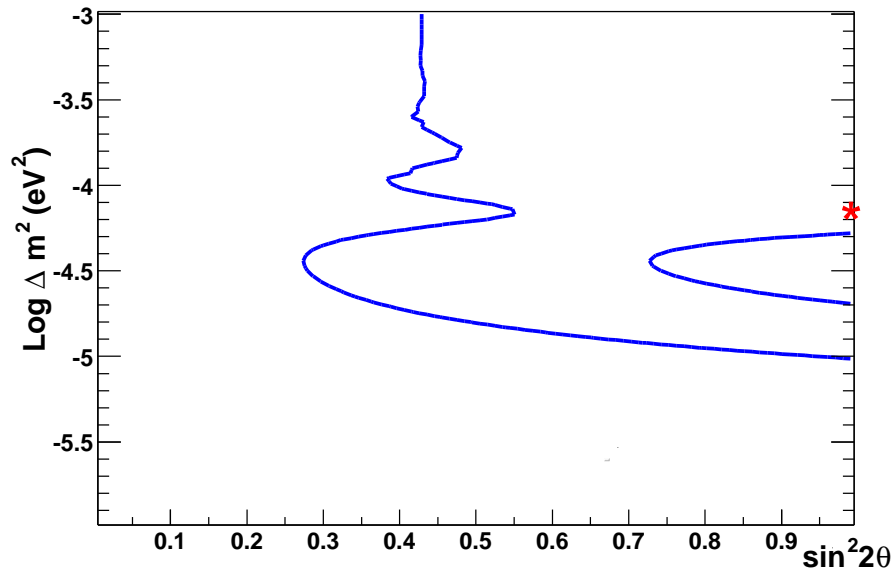
7.6 Contours d'inclusions

Ces contours sont présentés par une analyse globale du spectre, c'est à dire en tenant compte à la fois de l'information sur le spectre en énergie mais aussi sur le nombre d'événements attendus (la norme du spectre). J'ai représenté sur les figures 7.8 les spectres et les rapports pour différentes valeurs de $\sin^2 2\theta$ et Δm^2 et le nombre N d'événements attendus correspondant. Nous voyons au travers de l'ensemble de ces spectres que les différentes valeurs $\sin^2 2\theta$ et Δm^2 ne modifient que légèrement la forme du rapport, à l'exception du couple de points $\sin^2 2\theta = 1$ et $\Delta m^2 = 10^{-5} \text{ eV}^2$.

En se plaçant à des valeurs proches de ces paramètres d'oscillation (qui semblent être la zone de prédilection des neutrinos de réacteurs nucléaires dans Borexino) nous allons voir comment Borexino peut contraindre la valeur de ces paramètres. Nous considérons 5 bin en énergie, c'est donc un χ^2 à 3 degré de liberté qu'il faut considérer ici. Après 3 ans de prises de données



(a) Spectres théoriques des neutrinos de réacteurs dans le cas d'une non oscillation, et d'une oscillation avec pour paramètres $\sin^2 2\theta = 1$ et $\Delta m^2 = 6,9 \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2$.



(b) Contour d'inclusion en considérant la forme et la norme du spectre des neutrinos de réacteurs nucléaires à 95% D.C. dans le cas du meilleur ajustement des paramètres d'oscillation (représenté par l'étoile sur la figure).

FIG. 7.4 – Pour les spectres en a) et le contour d'inclusion en b) j'ai considéré un volume fiduciel de 408 t et 145 jours de prise de données.

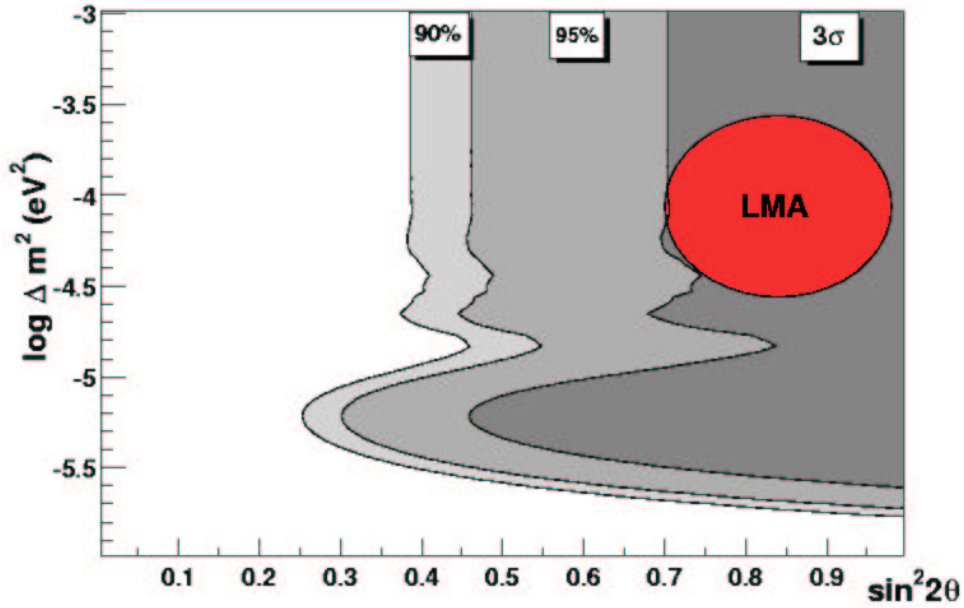


FIG. 7.5 – *Plot d'exclusion $3 \times 0,283 \text{ kt} \cdot \text{an}$. Les régions représentent 90 %, 95 % et 3σ degré de confiance.*

dans Borexino nous obtenons la figure 7.9. Nous ne pouvons donc pas isoler correctement la solution d'oscillation. En revanche, après 10 ans de fonctionnement, Borexino aurait été capable de déterminer à 40% près la valeur en Δm^2 et celle de $\sin^2 2\theta$ à environ 25%, si ce type de solution s'était présenté dans la nature (figure 7.10).

Nous avons vu que pour 10 ans de prises de données et avec un angle de mélange maximal et pour une différence de masses carrées d'environ 10^{-5} eV^2 Borexino est capable de contraindre fortement les valeurs des paramètres d'oscillation. En ce qui concerne les plus grandes différences de masses, Borexino sera capable de les exclure en quelques années, confirmant ainsi les résultats de KamLAND.

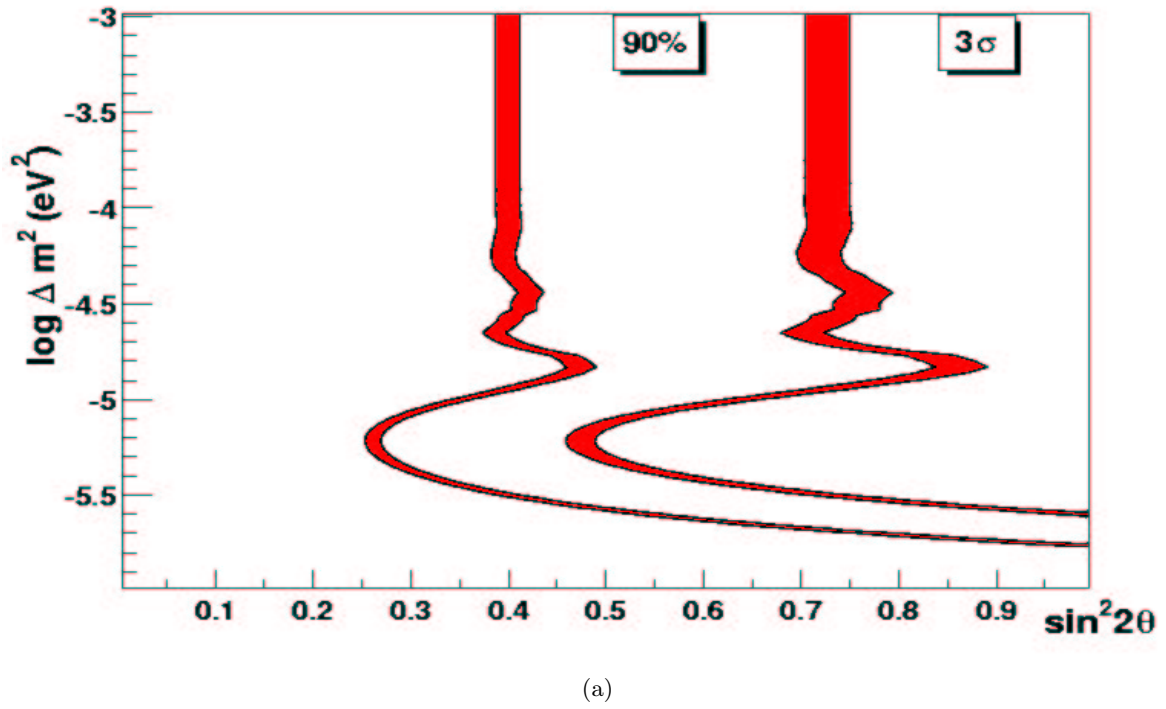


FIG. 7.6 – Contour d'exclusion avec et sans systématique pour 90 % et 3σ de D.C. L'effet de la systématique est la zone colorée qui fait la largeur du contour.

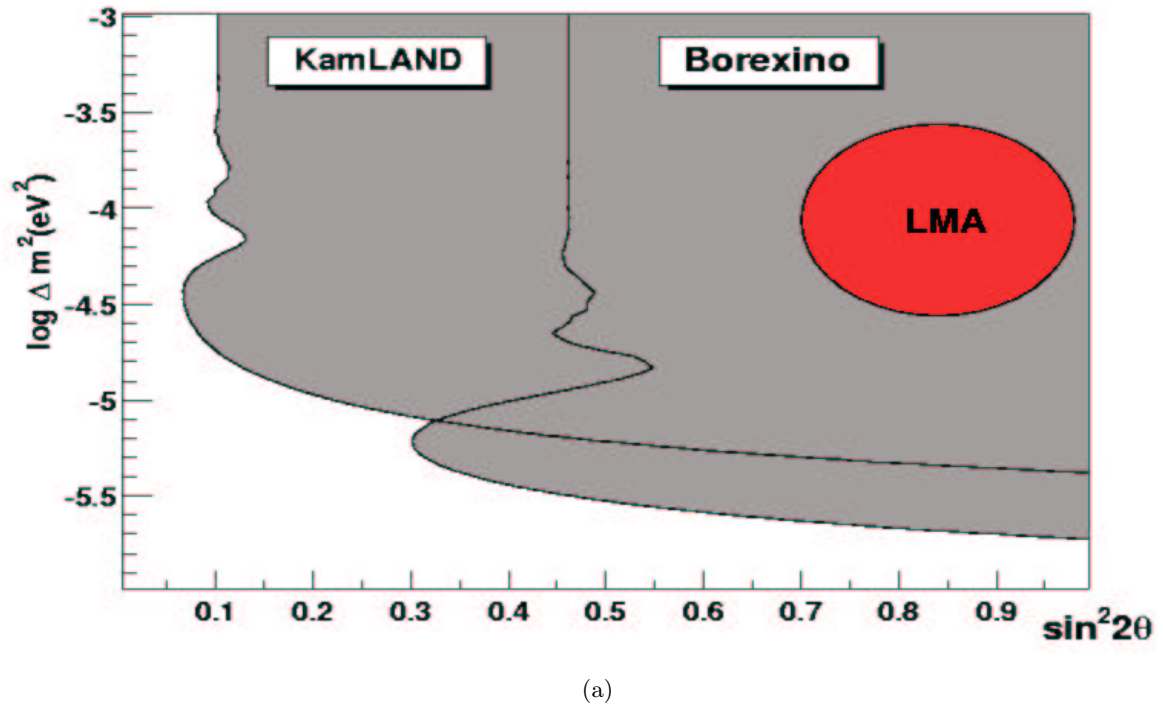
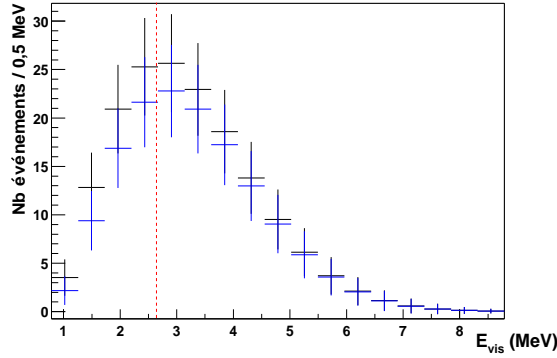
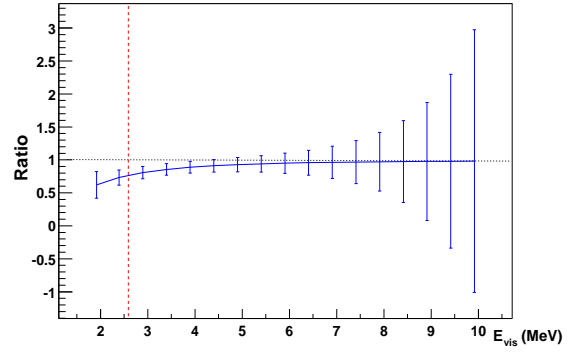


FIG. 7.7 – Plot d'exclusion pour $3 \times 0,283 \text{ kt} \cdot \text{an}$ pour l'expérience Borexino et KamLAND à 95%.

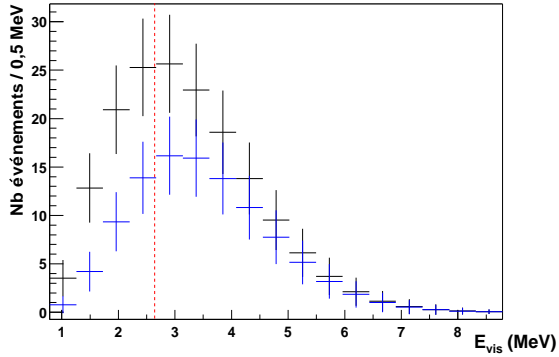
FIG. 7.8 – Spectre et rapport attendus dans Borexino pour 3 ans de prise de données et pour un volume cible de 283 t. Les figures numérotées par des chiffres impairs présentent les spectres des $\bar{\nu}_e$ de réacteurs nucléaires en énergie visible en fonction des paramètres d'oscillation. Les figures paires présentent le rapport correspondant au spectre, c'est à dire le rapport entre le spectre visible avec oscillation et spectre sans oscillation. Le trait vertical à 2,6 MeV, en pointillé sur les figures, est la coupure en énergie faite pour s'affranchir des neutrinos géologiques. Le nombre d'événements sans oscillation est de 64, le nombre d'événements avec oscillation N est présenté sur les figures impaires. La région privilégiée des paramètres d'oscillation pour Borexino est $\sin^2 2\theta = 1$ et $\Delta m^2 = 10^{-5} \text{ eV}^2$.



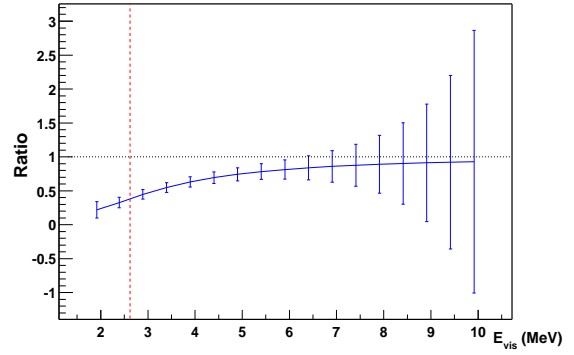
1) $\sin^2 2\theta = 1$, $\Delta m^2 = 10^{-6} \text{ eV}^2$, $N = 58,60$



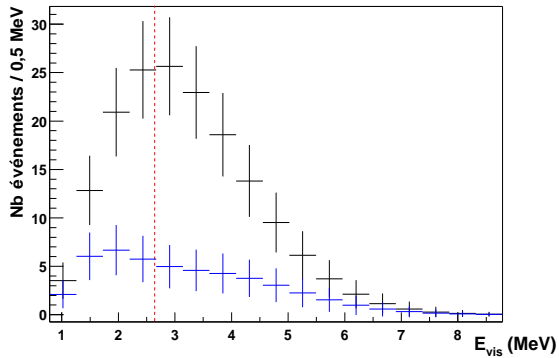
2) Ratio correspondant à 1)



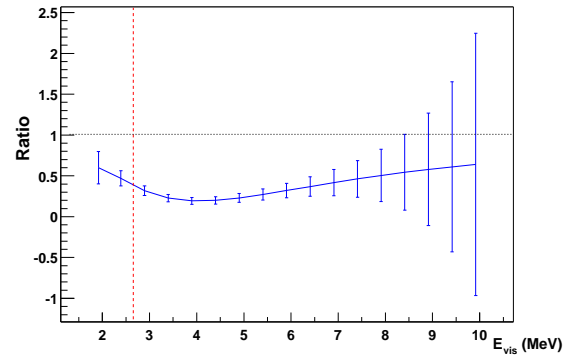
3) $\sin^2 2\theta = 1$, $\Delta m^2 = 2 \cdot 10^{-6} \text{ eV}^2$, $N = 45,60$



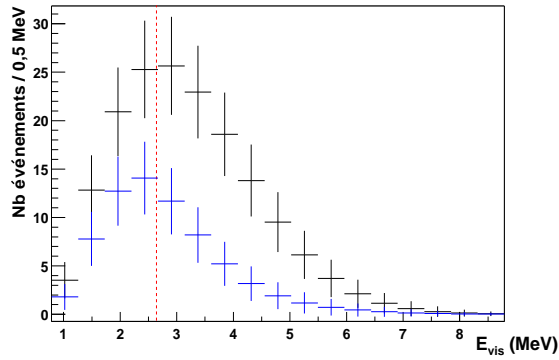
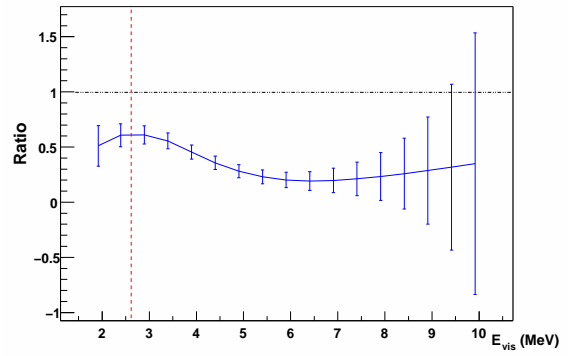
4) Ratio correspondant à 3)



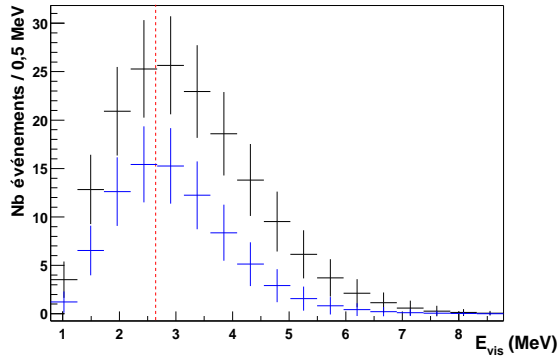
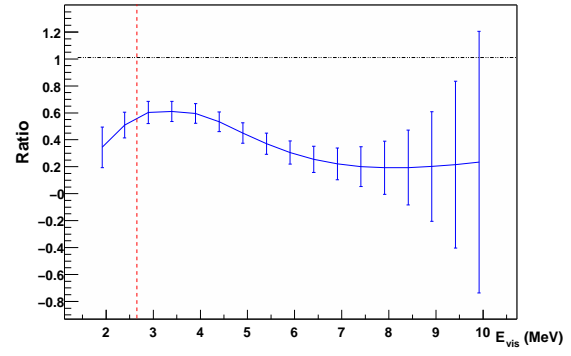
5) $\sin^2 2\theta = 1$, $\Delta m^2 = 5 \cdot 10^{-6} \text{ eV}^2$, $N = 19,00$



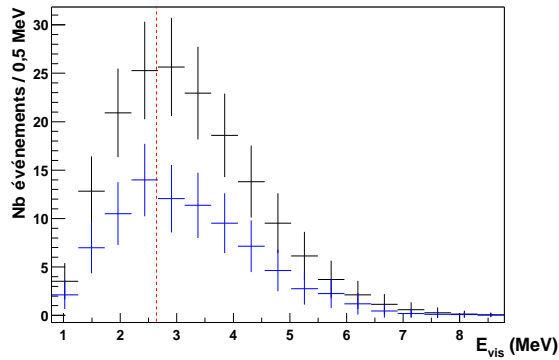
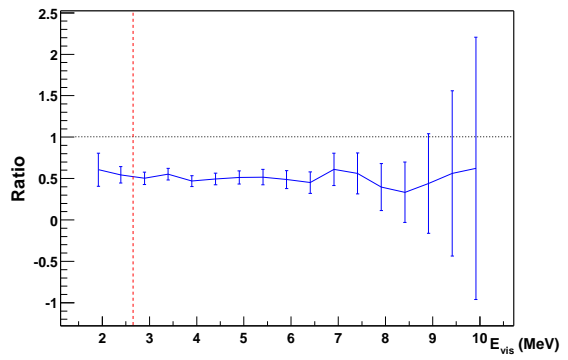
6) Ratio correspondant à 5)

7) $\sin^2 2\theta = 1$, $\Delta m^2 = 8 \cdot 10^{-6} \text{ eV}^2$, $N = 21,90$ 

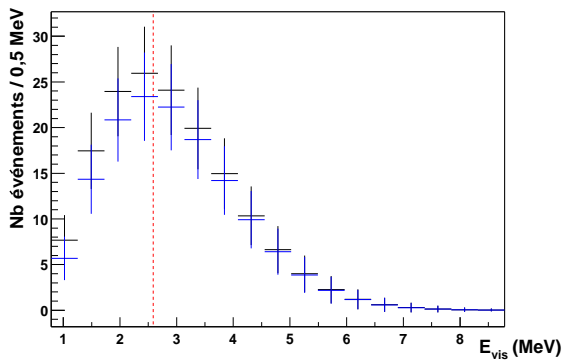
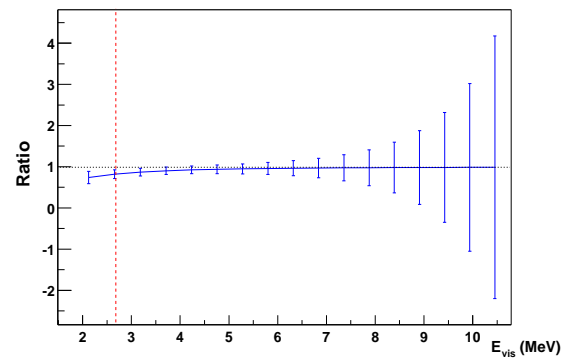
8) Ratio correspondant à 7)

9) $\sin^2 2\theta = 1$, $\Delta m^2 = 10^{-5} \text{ eV}^2$, $N = 30,00$ 

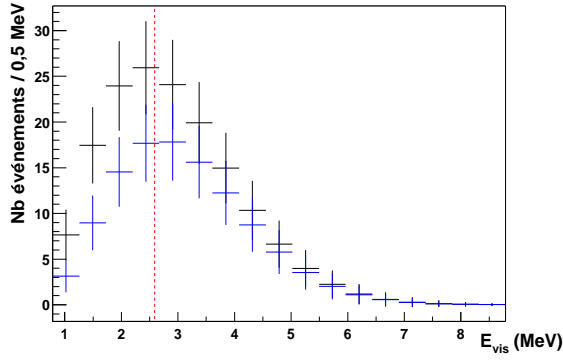
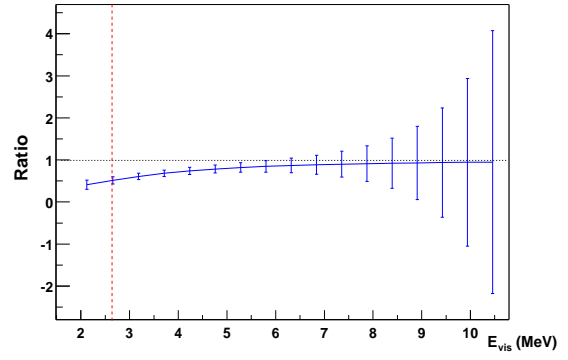
10) Ratio correspondant à 9)

11) $\sin^2 2\theta = 1$, $\Delta m^2 = 6,9 \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2$, $N = 32,08$ 

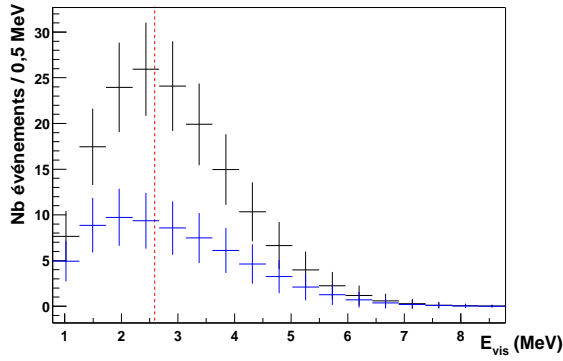
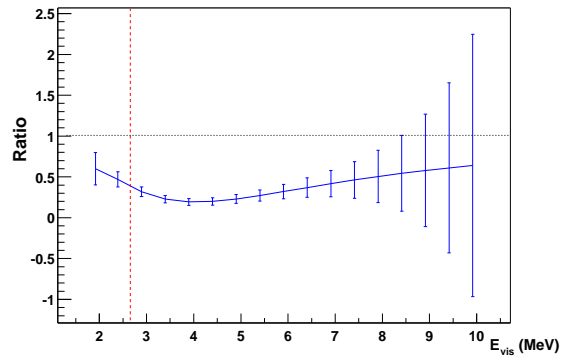
12) Ratio correspondant à 11)

13) $\sin^2 2\theta = 0,8$, $\Delta m^2 = 10^{-6} \text{ eV}^2$, $N = 59,68$ 

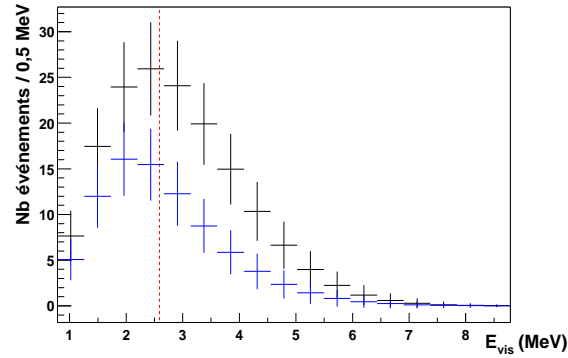
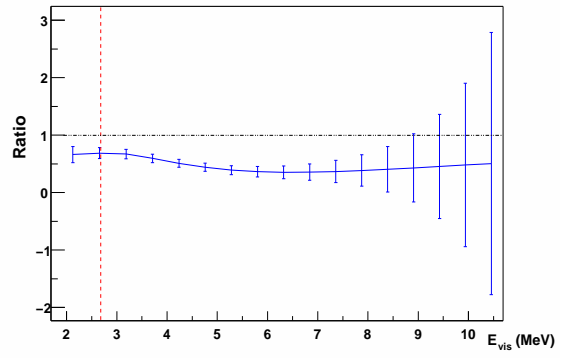
14) Ratio correspondant à 13)

15) $\sin^2 2\theta = 0,8$, $\Delta m^2 = 2 \cdot 10^{-6} \text{ eV}^2$, $N = 49,30$ 

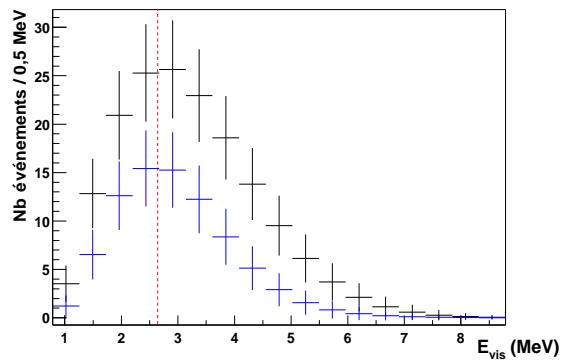
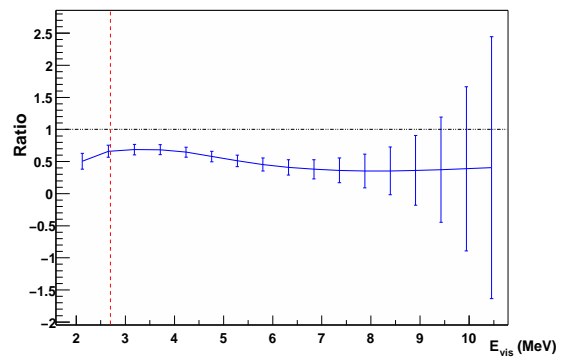
16) Ratio correspondant à 15)

17) $\sin^2 2\theta = 0,8$, $\Delta m^2 = 5 \cdot 10^{-6} \text{ eV}^2$, $N = 25,60$ 

18) Ratio correspondant à 17)

19) $\sin^2 2\theta = 0,8$, $\Delta m^2 = 8 \cdot 10^{-6} \text{ eV}^2$, $N = 30,34$ 

20) Ratio correspondant à 19)

21) $\sin^2 2\theta = 0,8$, $\Delta m^2 = 10^{-5} \text{ eV}^2$, $N = 36,82$ 

22) Ratio correspondant à 21)

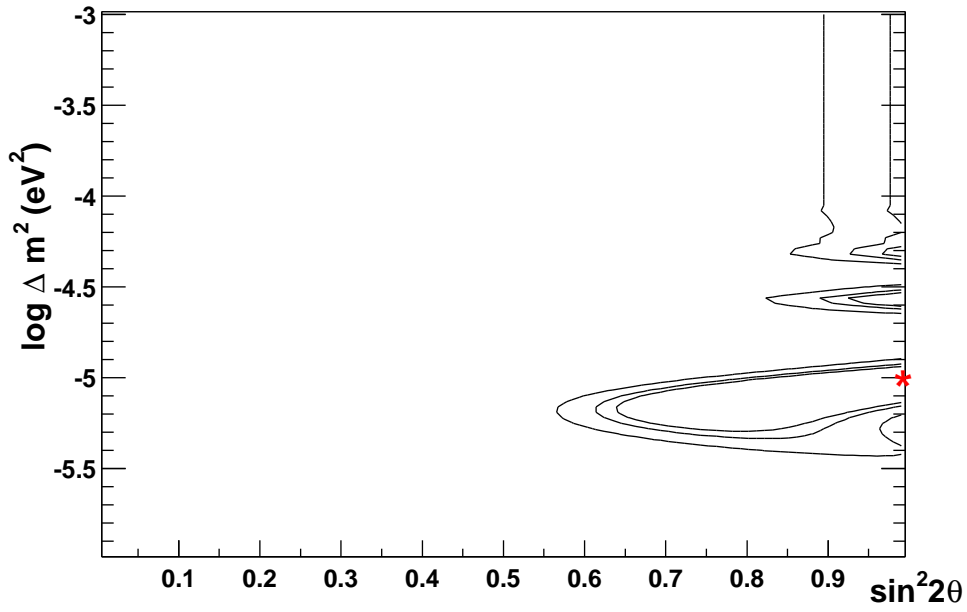


FIG. 7.9 – Contour d'inclusion pour 3 ans de prise de données pour les paramètres d'oscillation $\Delta m^2 = 9 \cdot 10^{-6} \text{ eV}^2$ et $\sin^2 2\theta = 1$ 90% 95% et 99% de D.C.

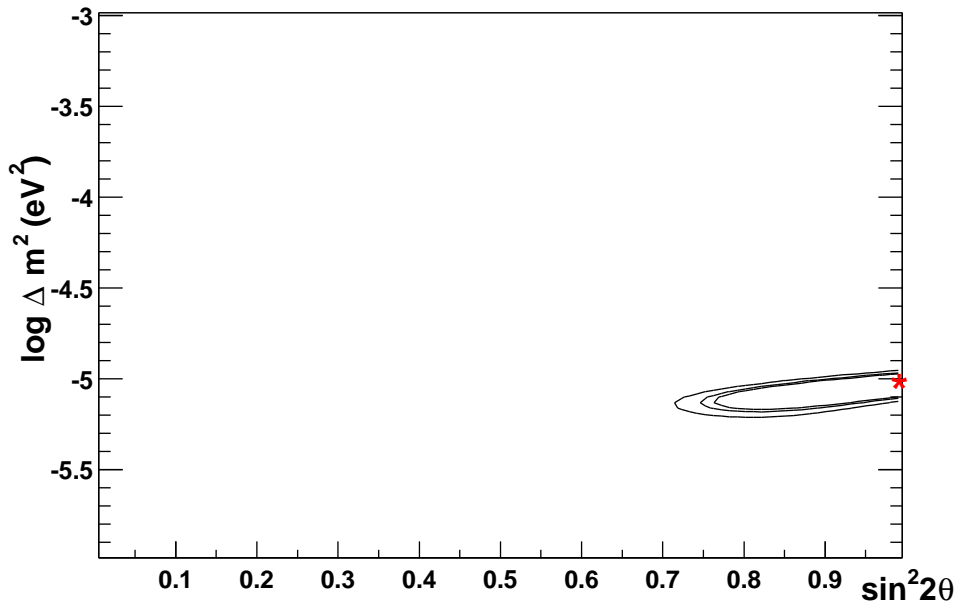


FIG. 7.10 – Contour d'inclusion pour 3 ans de prise de données pour les paramètres d'oscillation $\Delta m^2 = 9 \cdot 10^{-6} \text{ eV}^2$ et $\sin^2 2\theta = 1$ pour 10 années de prises de données pour 90% 95% et 99% de D.C.

Partie III

Chapitre 8

Analyse de données de CTF

La détection des neutrinos solaires du ${}^7\text{Be}$ dans Borexino se fait, rappelons le, par la mesure de l'électron issu de la diffusion $\nu e^- \rightarrow \nu e^-$ avec un maximum en énergie de 665 keV dans une fenêtre en énergie de détection entre 250 keV – 800 keV (section 3.1.1 page 33). À ces niveaux d'énergie, le bruit de fond principal est dû aux particules α et β issues des longues chaînes de désintégrations radioactives présentes dans le scintillateur. En pratique, en raison d'une bonne discrimination α - β (supérieure à 90%) les particules β issues de ces chaînes sont les bruits de fond dominants.

En fonctionnement depuis 1996, le prototype de Borexino, le CTF, permet de mesurer l'ensemble des bruits de fond ainsi que de tester les différents scintillateurs et les différents systèmes de purification. Pour étudier ces événements en-dessous du MeV et tester le fonctionnement de notre électronique d'acquisition, nous avons implanté fin 2001 sur le CTF, 4 cartes FADC. Même si la dynamique n'est pas vraiment appropriée, il est possible, comme nous verrons par la suite, moyennant une correction de la saturation des cartes FADC (section 8.3), d'analyser les événements au-dessus du MeV. Ceux-ci permettent alors d'estimer le bruit de fond attendu dans Borexino dans la détection des neutrinos issus de réacteurs nucléaires.

8.1 Le bruit de fond attendu

Comme nous l'avons vu (section 5.1 page 57), la détection des neutrinos de réacteurs nucléaires dans Borexino se fait par la détection d'un positron et d'un neutron. Ce dernier, capturé sur un atome d'hydrogène, est à l'origine d'un gamma de 2,2 MeV, avec un temps caractéristique de capture d'environ 250 μs .

Les candidats neutrons et positrons sont définis par leurs énergies, respectivement à 2,2 MeV et entre 1,1 MeV et 10 MeV. Deux types de bruits de fond sont alors distingués :

- les événements constitués de deux particules ou événements fortuits, imitant le positron et le gamma de 2,2 MeV ;
- les événements neutrons de haute énergie.

Les événements neutrons de haute énergie induisent après des collisions élastiques et une capture sur des atomes d'hydrogène du volume fiduciel, le double signal proton et gamma. Ils peuvent alors être interprétés comme les signaux recherchés. L'origine de ces derniers est diverse : neutrons issus de la roche, neutrons de spallation ou encore de fissions spontanées de l'uranium contenu dans le scintillateur. Le taux de neutrons issus de la roche [Belli et al. 1989] et le taux d'uranium étant très faible (section 3.6), je me limite donc aux seuls neutrons directement issus des muons.

L'analyse de données réalisées porte sur 61 *runs* d'acquisition, du *run* 2153 au *run* 2213¹, pour une durée totale d'environ 100 jours. Les différentes maintenances effectuées au cours de cette période et qui ont nécessité un arrêt de CTF, rendent la période d'acquisition effective plus courte, environ 81 jours. La figure 8.1 montre le temps effectif en fonction du temps écoulé

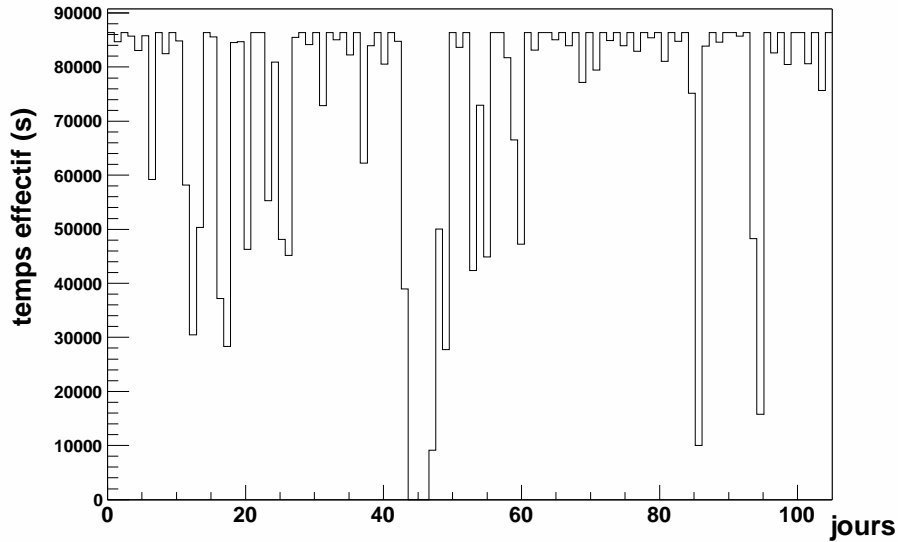


FIG. 8.1 – Temps effectif d'acquisition en fonction du jour. Nous constatons un arrêt autour du 45^e jours pendant lequel une purification a été effectuée.

depuis le *run* 2153.

Avant d'aborder l'analyse de données, il convient de faire une description mécanique du CTF ainsi que du système de l'électronique d'acquisition FADC.

8.2 Le détecteur CTF : mécanique et électronique d'acquisition

Borexino est un détecteur à scintillateur liquide de très basse radioactivité. Le choix du scintillateur, ainsi que la maîtrise de la purification du scintillateur, ont nécessité la fabrication du prototype CTF.

Depuis 1996, début de fonctionnement, plusieurs campagnes ont été menées. J'utilise dans la suite les données de la campagne CTF III² (toujours en cours).

8.2.1 Description mécanique

Le CTF, figure 8.2, est constitué d'un cylindre d'acier de 1 000 m³ rempli d'eau ultra pure. Cette cuve d'eau constitue un blindage contre le rayonnement γ et l'émission de neutron de la roche environnante. Au centre, une sphère de nylon de 1 m de rayon, permet d'accueillir les

1. Notons que le *run* 2165 qui a connu une fin prématurée et le *run* 2191 pour lequel il n'y a pas eu d'acquisition FADC ne sont pas considérés lors de l'analyse de données.

2. On se reportera volontiers à [Beau 2002] pour, entre autre, une analyse de la campagne CTF II avec du PXE comme scintillateur.

différents scintillateurs à tester. Pour la campagne CTF III, il s'agit d'une masse d'environ 3,68 t de PC. Répartis sur une structure métallique, 100 photomultiplicateurs pointent vers le centre du détecteur. Un voile en nylon entre les PM et la sphère de scintillateur forme une barrière

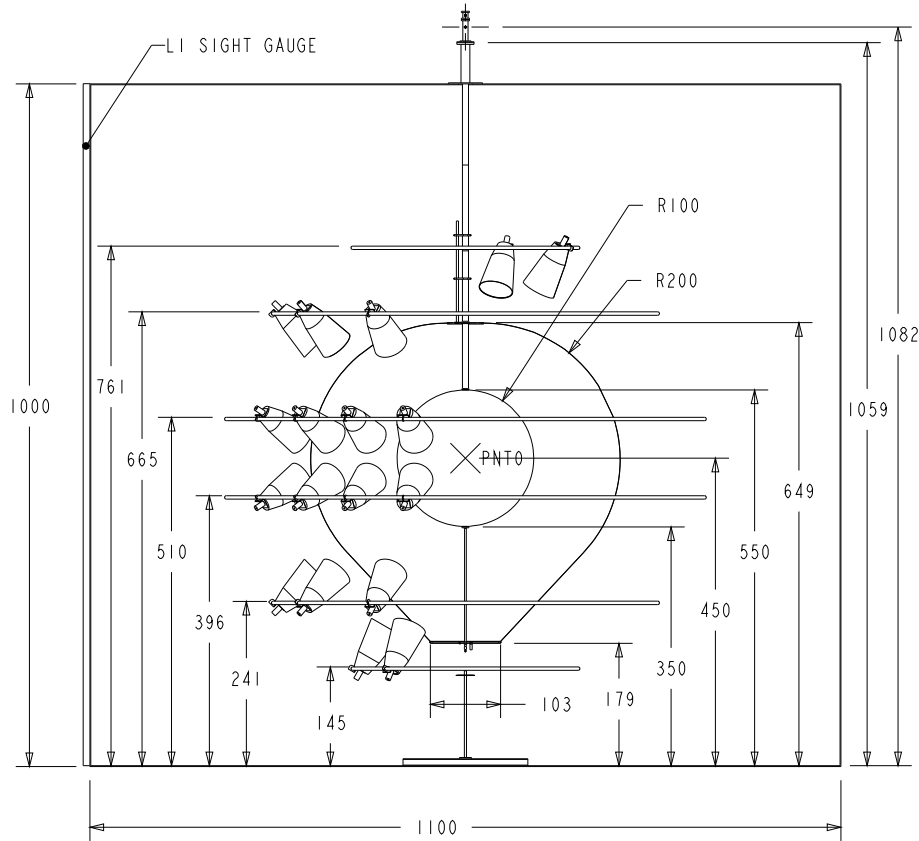


FIG. 8.2 – Description mécanique de CTF, les unités sont exprimées en cm.

anti-radon. Enfin, 16 PM sans concentrateurs de lumière, sont placés sur le sol en vue de la détection des muons qui traversent la zone d'eau et produisent de la lumière par effet Čerenkov. Ils sont répartis sur deux anneaux concentriques respectivement de 2,4 m et 4,9 m de diamètre.

8.2.2 Électronique FADC

Sur le CTF, deux électroniques indépendantes sont implantées. L'électronique de Milan et l'électronique FADC du groupe PCC du Collège de France. Je me limite à une description de l'électronique FADC, on trouvera dans [Beau 2002] un descriptif de l'électronique Milan. Les 4 cartes FADC³ installées permettent la numérisation de 12 canaux :

- 1 canal pour la numérisation de la somme totale du détecteur ;
- 8 canaux sommes partielles du détecteur, chaque canal représente 1/8 du détecteur ;
- 1 canal pour la porte d'intégration utilisé par l'électronique Milan ;
- 1 canal pour le signal veto cause de bruit électronique ;
- 1 canal pour le signal veto muon.

3. La taille des pages FADC est de 1,28 μ s.

Il est important de noter ici que les signaux numérisés par les cartes FADC sont négatifs. Le système de déclenchement se fait par un discriminateur sur la somme totale. Il est réglé le plus bas possible à environ 3 Hz et est optimal pour des événements de basses énergies (typiquement entre 300 keV et 900 keV). Cette fréquence limite est imposée par la taille disponible de notre espace disque de stockage.

Dans ce qui suit, un événement est un signal ayant dépassé ce seuil et déclenché notre système de déclenchement.

8.3 Saturation et correction des énergies supérieures au MeV

La dynamique de l'électronique de l'acquisition FADC étant adaptée pour des événements en dessous du MeV, on s'attend à une saturation de cette électronique pour des événements d'énergie supérieure. Si elle n'est pas corrigée, cette saturation conduit à une mauvaise détermination de l'énergie des événements. La figure 8.3 présente l'ensemble des événements n'ayant pas déclenché le veto muon. La zone grisée sur la figure présente les événements pour lesquels une partie du signal a saturé. La valeur des piédestaux des FADC a été réglée à environ 250. Le signal mesuré décroît donc à partir de cette valeur. Chaque échantillonnage du signal ayant saturé est mis à zéro. On reconnaît un événement ayant saturé, par la succession de zéro à l'endroit le plus important du signal, et est donc facilement reconnaissable dans la structure des données. Notons que pour les événements d'énergie inférieure au MeV, cette saturation est inexistante.

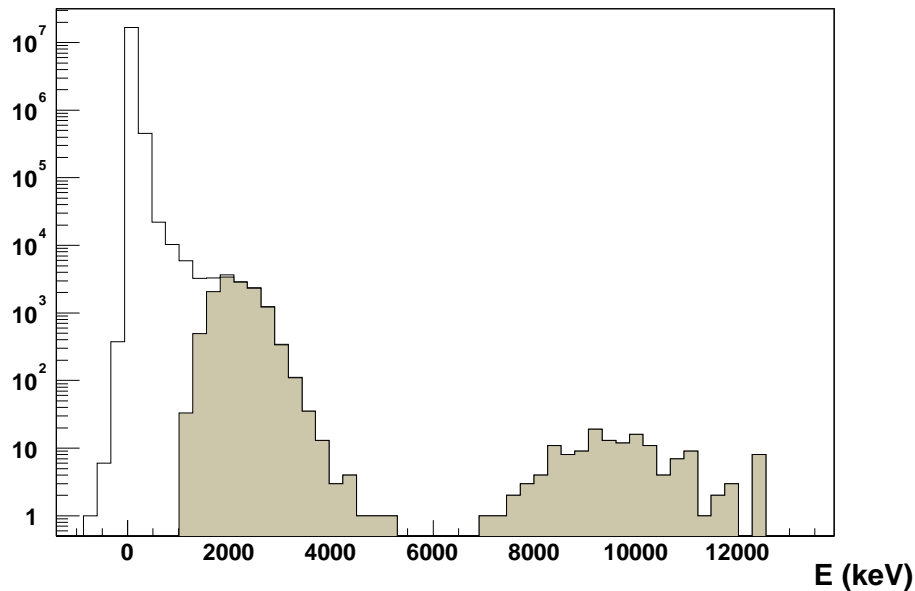
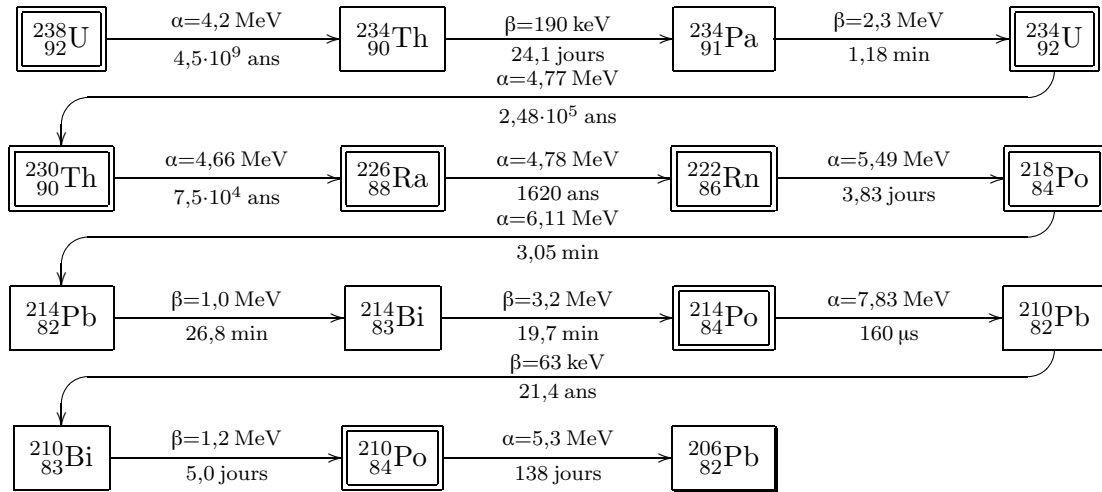


FIG. 8.3 – Distribution en énergie des événements n'ayant pas déclenché le veto muon. La partie grisée sur la figure présente la région en énergie où l'électronique FADC a saturé. La saturation de l'énergie commence à environ 1 MeV.

8.4 Analyse du BiPo 214

Pour connaître la correction à apporter sur l'énergie, il est nécessaire d'utiliser des points de calibrations. Faute de n'avoir pu calibrer le CTF avec différentes sources radioactives, la calibration de l'énergie vue par les FADC se fait par la mesure en énergie d'événements issus des chaînes de désintégrations radioactives contenues (à de faibles concentrations) dans le scintillateur. Parmi les isotopes, l'uranium 238 dont la chaîne de désintégration est présentée ici, possède une coïncidence facilement identifiable : un β suivi d'un α avec un temps caractéristique d'environ $230\mu\text{s}$ ($160/\ln 2$). Ces événements sont appelés par la suite BiPo 214 ou BiPo long⁴. Le BiPo 214 permet, via la mesure de l'énergie du α , raie monoénergétique à 7,83 MeV, de calibrer l'énergie mesurée par les FADC. Notons que l'énergie des ces α est attendue à environ 751 keV en raison du facteur de *quenching* (section 3.4.2 page 42).



8.4.1 Calibration en énergie

La recherche des événements BiPo 214 se fait par la recherche de coïncidence entre un événement β et un événement α . La selection est faite par :

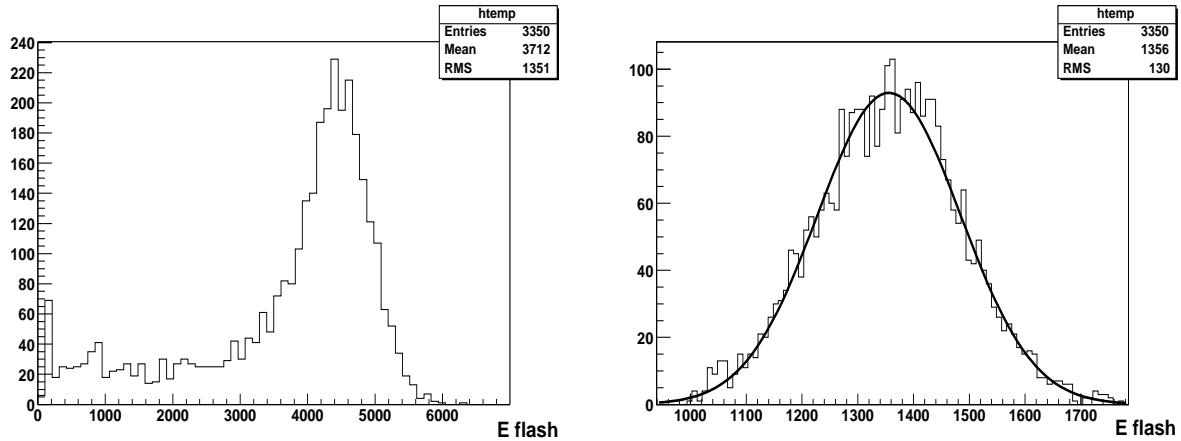
- un non marquage muon pour l'événement candidat α et pour l'événement β précédent ;
- un temps de coïncidence dt compris entre $10\mu\text{s}$ et $1,15\text{ ms}$.

Les spectres en énergie α et β obtenus sont présentés sur les figures 8.4, et confirment l'identification de ces événements BiPo 214. L'axe des abscisses est en unité d'énergie FADC. La calibration de l'énergie des FADC, est obtenue en ajustant les données des événements polonium par une gaussienne centrée à 1 356 et correspondant à 751 keV.

L'accumulation d'événements à de très basses énergies sur la figure 8.4(a) est la conséquence d'une mesure impossible. La distribution du temps de coïncidence est montrée dans la figure 8.5(b). La valeur trouvée $\tau_{Po} = 226^{+4,6}_{-4,7}\mu\text{s}$ est compatible avec le τ théorique de $230\mu\text{s}$.

Ayant identifié les événements bismuth, il faut déterminer la correction à apporter pour les événements au dessus du MeV ayant saturé.

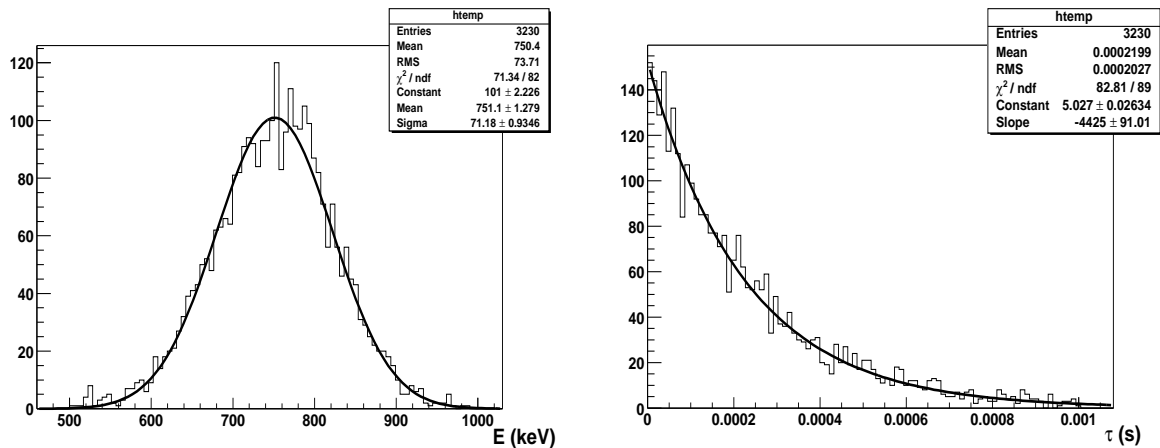
4. On distingue les BiPo 214 avec un long temps de décroissance ($\tau = 230\mu\text{s}$), des BiPo 212 ou BiPo courts, issus de la chaîne de désintégrations de ^{232}Th , avec un temps de décroissance beaucoup plus faible ($\tau = 450\text{ ns}$).



(a) Distribution en énergie vue par les FADC des candidats ^{214}Bi .

(b) Distribution en énergie vue par les FADC des candidats ^{214}Po .

FIG. 8.4 – Spectre de la décroissance β du $^{214}_{83}\text{Bi}$ en a) et α du $^{214}_{84}\text{Po}$ en b) exprimé en énergie FADC.



(a) Distribution en énergie des candidats ^{214}Po en keV.

(b) Histogramme du temps de vie du $^{214}_{84}\text{Po}$ en seconde.

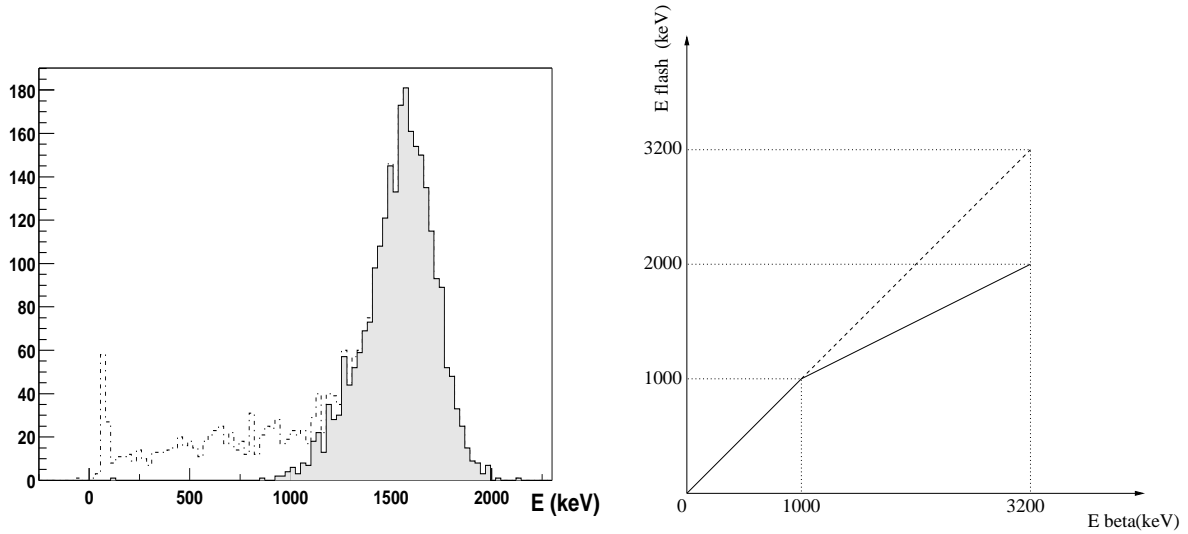
FIG. 8.5 – En a) spectre bismuth en keV et en b) temps de décroissance α du Po.

8.4.2 Correction sur l'énergie saturée

Le maximum théorique en énergie de la particule β du BiPo est à 3 200 keV. Celle-ci, lorsqu'elle est mesurée par les FADC est d'environ 2 000 keV. L'énergie mesurée par les FADC varie linéairement avec l'énergie déposée par une particule dans le scintillateur [Beau 2002]. De plus en supposant que la saturation induit un simple changement de pente dans cette linéarité 8.6(b) nous corrigeons la saturation en ajustant le 2 000 keV de l'énergie FADC avec les 3 200 keV de l'énergie théorique, j'ai considéré que le « coude » de la figure se situe à 1 MeV (ce que laisse penser la figure 8.3).

Par la suite, pour tous les événements ayant saturé notre électronique, la même correction sera apportée. Cette correction n'est pas précise, mais elle est suffisante dans l'objectif d'isoler la

région de 2,2 MeV du gamma de capture de neutron.



(a) Spectre en énergie du Bi, la partie hachurée présente les événements ayant saturé les FADC.

(b) Énergie vue par les cartes FADC en fonction de l'énergie réelle attendue.

FIG. 8.6 – En (a) distribution en énergie des candidats ^{214}Bi ayant saturé l'acquisition FADC, le maximum se trouve à 2 000 keV contre les 3 200 keV prévus. En (b) correction à appliquer pour les événements ayant saturé.

8.4.3 Limite sur la contamination en uranium 238 du scintillateur

L'évolution du taux de BiPo 214 dans le scintillateur est présentée figure 8.7. Celui-ci est maximum au début du *run* et correspond à la concentration de radons introduits accidentellement dans le scintillateur. Remarquons la présence d'une forte concentration de BiPo le 40^e jour, corrélée avec le jour où le scintillateur a été purifié. L'explication retenue par la collaboration dans l'explication de ce pic, est une introduction accidentelle de radon dans le scintillateur durant cette opération.

Un ajustement des données par une exponentielle, dans les premiers jours d'acquisition, nous fournit le temps de décroissance du radon, figure 8.8(a) :

$$\tau_{\text{Rn}} = 5,68^{+0,25}_{-0,28} \text{ jours ,}$$

compatible avec 5,52 jours (voir chaîne de désintégration page 8.4).

En se plaçant quelques semaines après la dernière introduction de radon, à partir du 65^e jour 8.8(b), la contamination en radon introduit artificiellement, a décru d'environ $1 - \exp(-25/5,5) = 99\%$. Connaissant le taux de désintégration ρ du BiPo 214, et en supposant un équilibre séculaire de la chaîne de désintégration de l'uranium 238, nous pouvons en calculer une limite sur sa contamination R_0 dans le PC, par :

$$c_{R_0} = \frac{\rho \cdot \tau \cdot M_0}{\mathcal{N}_A \cdot m_{\text{sc}}} ,$$

où ρ est l'activité du BiPo en jour, $\tau = 6,5 \cdot 10^9$ ans, $M_0 = 238$ g/mol masse molaire de l'uranium 238, \mathcal{N}_A est le nombre d'Avogadro et m_{sc} la masse du scintillateur exprimée en grammes. Ainsi,

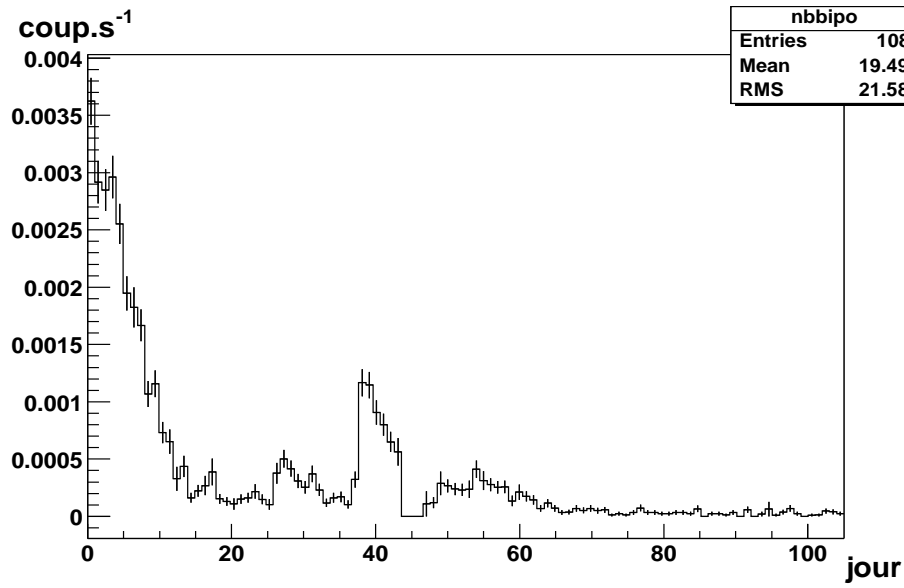


FIG. 8.7 – Évolution du taux de BiPo en fonction du jour.

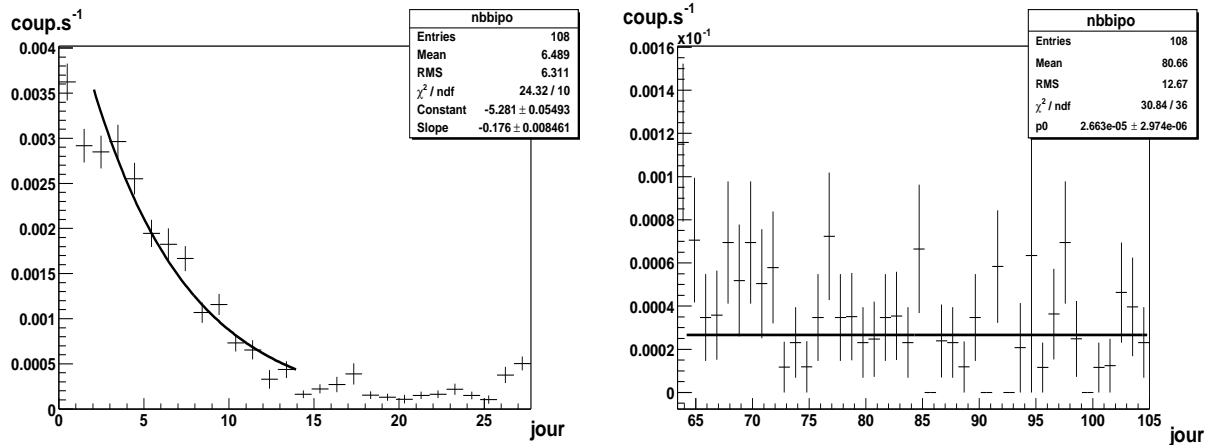
(a) « Zoom » de l'évolution du taux de BiPo entre le 1^{er} et le 30^e jour. Avec ajustement de données.(b) « Zoom » entre le 65^e et le 105^e jour, avec ajustement de données.

FIG. 8.8 – « Zoom » de l'évolution de BiPo en début et en fin des runs, et ce avec le meilleur ajustement des données.

si le taux de comptage du BiPo long est de 1 par jour et par tonne, la contamination en uranium 238 et de :

$$c_{238\text{U}}(1 \text{ coup BiPo214/j/t}) = 9,36 \cdot 10^{-16} \text{ g/g} .$$

Le taux de radon mesuré durant 35 jours de *run* est de $\rho = 2,66^{+0,3}_{-0,3} \cdot 10^{-5} \text{ Hz}$ pour 3,68 t de scintillateur. En tenant compte des efficacités de coupures utilisées :

- en énergie pour la seconde particule de 100% ;
- en temps de coïncidence, 99,3% ,

L'efficacité totale est de 99,3%. La contamination en $^{238}_{92}\text{U}$ est de :

$$c_{^{238}_{92}\text{U}} = 5,85^{+0,80}_{-0,71} \cdot 10^{-16} \text{ g/g} .$$

Cette valeur est à comparer au taux nominal nécessaire à Borexino de 10^{-16} g/g .

8.5 Taux d'événements fortuits

Les événements fortuits sont constitués de deux particules imitant le positron et le gamma de capture à 2,2 MeV. La figure 8.9 présente l'ensemble des événements n'ayant pas déclenché le veto muon, supérieure à 1 MeV. Avec une résolution en énergie de 10% (voir ajustement des

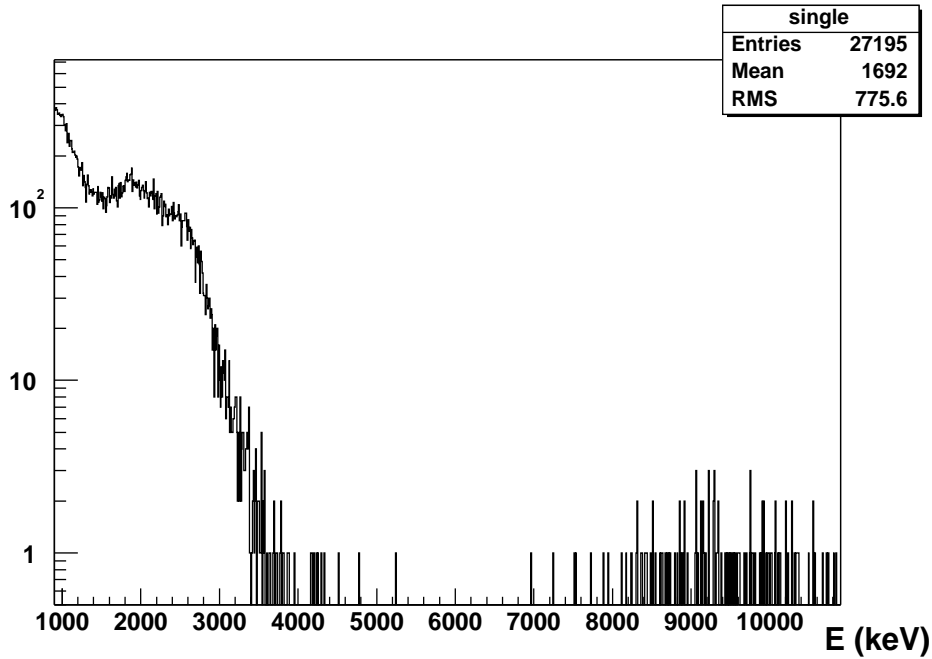


FIG. 8.9 – Histogramme des événements dont l'énergie est comprise entre 1 MeV et 10 MeV.

données figure 8.5(a)) on attend le gamma de capture à $2200 \pm 220 \text{ keV}$. Le nombre d'événements dans cette fenêtre en énergie est de $N_{n''} = 4\,925$, soit 17 événements par jour et par tonne. Le nombre d'événements positron, supérieur à 1,1 MeV est de $N_{e^{+''}} = 23\,600$, soit 80 événements par jour et par tonne. Le taux d'événements fortuits s'écrit :

$$\rho_{bdf} = \left(\frac{N_{e^{+''}}}{dt} \right) \cdot \left(\frac{N_{n''}}{dt} \right) \cdot \tau \cdot M_{\text{coïn}} \cdot M_{\text{fiduciel}} .$$

$M_{\text{coïn}}$ est la zone retenue pour la coïncidence spatiale du positron et du neutron, nous la prenons ici à 1 m^3 . Le volume réel de coïncidence sera déterminé lors de l'analyse de données, et les simulations laissent prévoir un volume inférieur au m^3 . La masse du volume fiduciel V_{fiduciel} de Borexino est de 283 t (*i.e.* un rayon de 425 cm). Le temps de coïncidence τ est pris à 5 fois le temps caractéristique de capture soit de $1,25 \text{ ms}$. Dans ces conditions, le taux d'événements fortuits est

d'environ 1,80 événements par an. Si nous effectuons une coupure sur ces événements positron avec un seuil de 2,1 MeV pour s'affranchir des neutrinos géologiques, nous avons $N_{e^+} = 6\,900$ soit 23 événements par jour et par tonne. On attend ainsi 0,51 événements par an, résultat tout à fait acceptable au vu du taux annuel de neutrinos issus de réacteurs nucléaires, d'environ 22 après une coupure en énergie visible à 2,6 MeV.

8.6 Taux de neutrons de spallation

Les muons qui arrivent dans les tunnels du Gran Sasso, situé à une profondeur de 3500 m.e.w, possèdent une énergie de quelques centaines de GeV et sont majoritairement de composante verticale⁵. En passant à proximité d'un noyau, le muon arrache une partie des neutrons du noyau : c'est la spallation. Les neutrons issus de la spallation sont très énergétiques et peuvent atteindre de 50 MeV à 100 MeV, avec une longueur d'atténuation d'environ 50 cm. Rappelons que le temps de capture est, lui indépendant de l'énergie du neutron.

8.6.1 Taux de muons dans CTF

Le taux de muons qui traversent le CTF est présenté figure 8.10. C'est une distribution plate, avec un taux d'environ 0,023 Hz. En supposant que les muons arrivent perpendiculairement à la

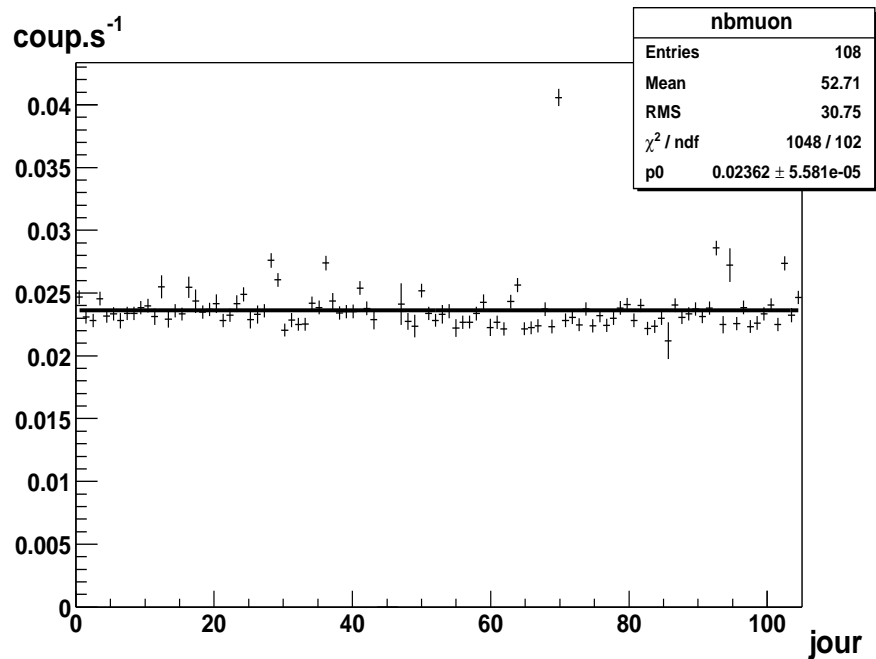


FIG. 8.10 – Taux de muons par seconde en fonction du jour. Notons que la distribution en temps est plate, pas de jour particulier pour l'arrivée d'un muon.

surface su CTF, la surface effective du détecteur qu'ils traversent est de $\pi \cdot 5,5^2 \text{ m}^2$. La figure

5. La montagne du Gran Sasso présente moins de matière dans une certaine direction, ce qui fait que la composante des muons n'est pas tout à fait verticale mais présente plutôt une composante inclinée par rapport à l'axe verticale.

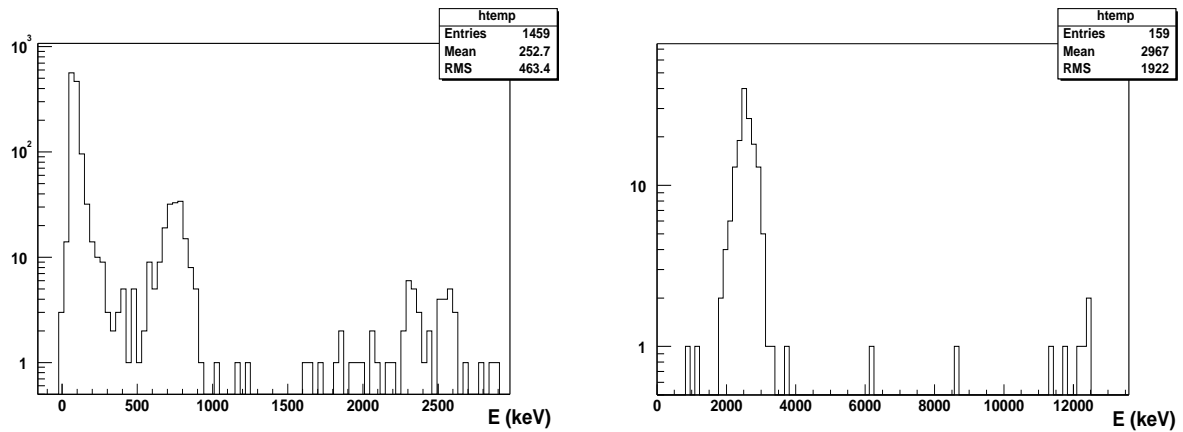
précédente fournit donc un nombre de muons de $2,6 \cdot 10^{-4}/\text{s}/\text{m}^2$, résultat en accord avec celui de l'expérience LVD qui donne $1,1\mu/\text{h}/\text{m}^2$ ou $3 \cdot 10^{-4}\mu/\text{s}/\text{m}^2$. Ceci est compatible avec la figure 8.10.

8.6.2 Sélection des événements post muon

La sélection des événements neutrons se fait par la coïncidence d'un muon avec le gamma à 2,2 MeV marquant sa capture sur un atome d'hydrogène dans le scintillateur. Soit une sélection :

- l'événement précédant le neutron doit être signé par le veto muon ;
- le temps entre le muon et l'événement considéré est de $10 \mu\text{s} < dt < 1,25 \text{ ms}$.

Après la sélection nous obtenons la figure 8.11(a).



(a) Événement suivant le passage d'un muon dans CTF. (b) Sélection en énergie des événements ayant induit le pic autour de 750 keV sur la figure 8.11(a). Nous remarquons un groupe d'événements autour de 750 keV.

FIG. 8.11 – Distribution en énergie des événements qui ont suivi le passage d'un muon en a). En b) sélection des événements qui ont précédé le regroupement d'événements constatés autour de 750 keV de la figure 8.11(a).

8.6.2.1 Événements Bi

Nous notons la présence d'un pic autour de 750 keV, qui concerne 159 événements (figure 8.11(a)). Une sélection sur ce groupe d'événements, par une coupure en énergie entre 500 keV et 1 000 keV, favorise une énergie pour l'événement précédent entre 2 000 keV et 3 200 keV. Le temps de coïncidences de ces événements, figure 8.12, a la même distribution temporelle que les événements α du BiPo 214, de temps caractéristique de $240 \mu\text{s}$. On peut supposer qu'il s'agit de β du bismuth et α du polonium. Dans ce cas, on s'attend à avoir une décroissance avec un temps caractéristique de 5,52 jour. Une vérification possible est d'étudier l'évolution de ce taux entre deux lots de *run*, et vérifier que cette composante a diminué entre les deux lots. Le premier concerne les *run* de 1 à 30, pour environ 35 jours de prises de données figure 8.13(a). Le deuxième entre le *run* 31 et 60, pour environ 50 jours de prises de données figure 8.13(b). Nous observons donc une diminution du groupe d'événements à 750 keV entre les deux lots de *run*. L'explication

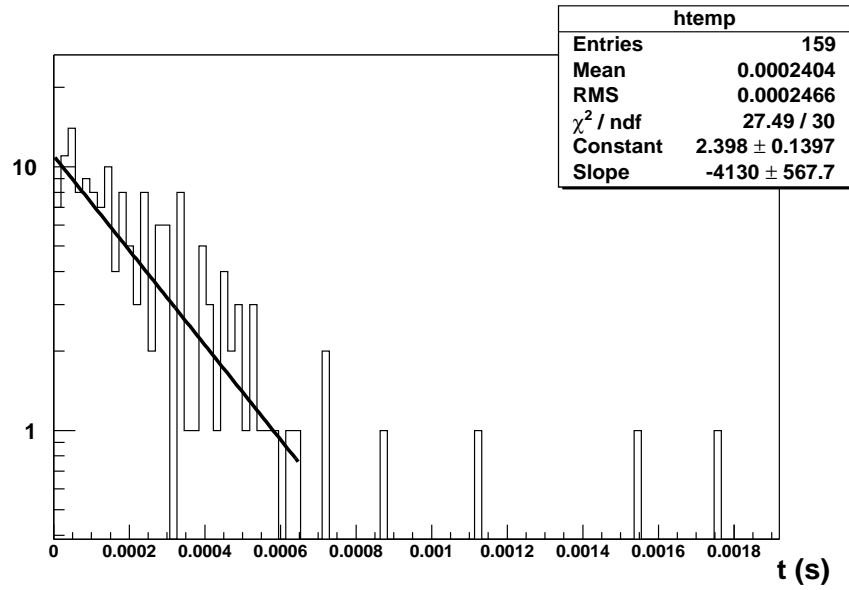


FIG. 8.12 – Distribution en temps des événements à 750 keV.

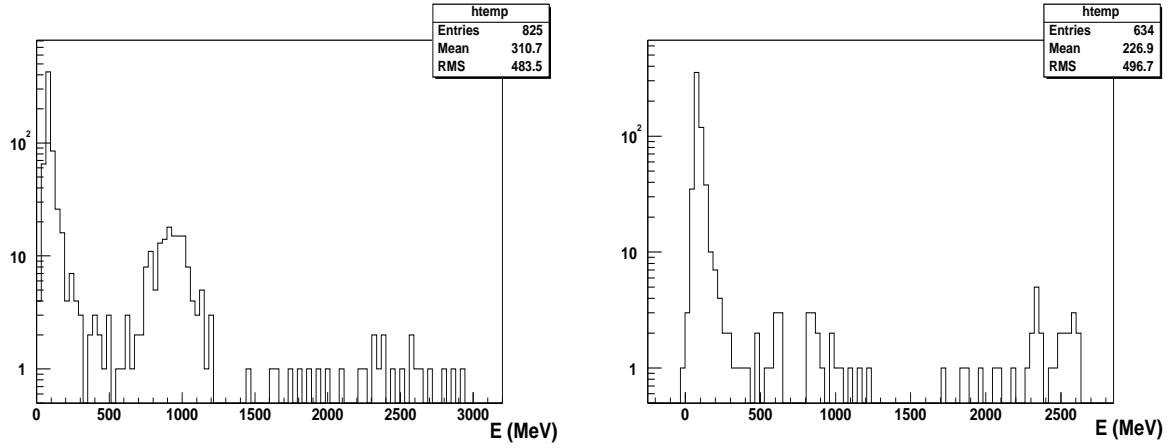
est la suivante : le muon veto peut voir la partie de haute énergie β et marquer à tort l'événement comme un muon [Collaboration 2002b].

8.6.2.2 Événements neutrons

Si nous nous attardons à la partie haute énergie (supérieure à 1 MeV) des événements figure 8.11(a) nous obtenons la distribution figure 8.14(a). Avec comme temps caractéristique figure 8.14(b). Nous considérons alors l'ensemble des événements entre 1000keV et 2900keV maximisant ainsi le nombre d'événements. La simulation donne une efficacité de 76,8% pour cette coupure en énergie. Le taux de neutron mesuré est de 51 événements en $7 \cdot 10^6$ s, soit $\rho_n = 7,28_{-1,01}^{+1,00} \cdot 10^{-6}$ Hz pour 3,68 t.

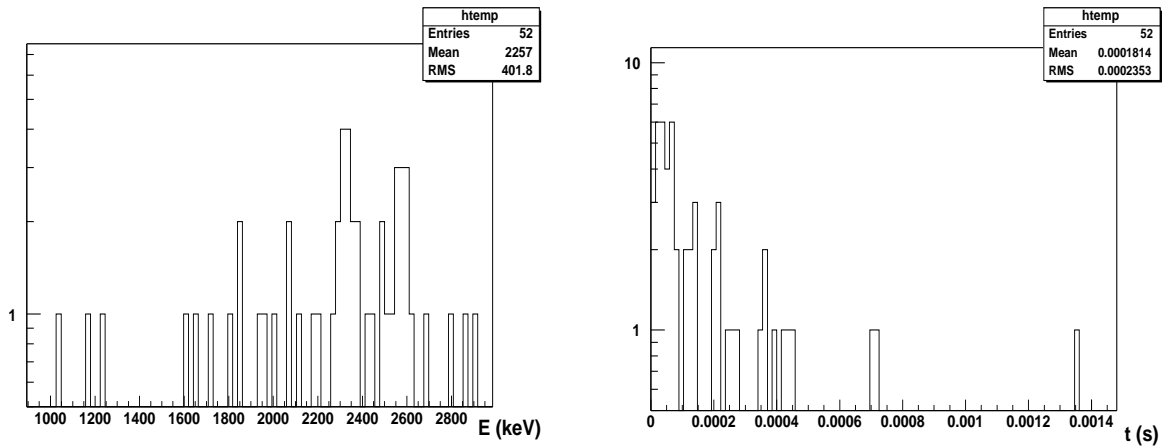
Ainsi dans 283 t nous attendons 1 390 événements par an. En tenant compte du fait qu'ils sont signés par le veto muon à environ 99,99% [Lendvai 2001] il ne nous reste plus que 1,4 événements neutron par an. En tenant compte d'une discrimination avec le PSD à 90% (PSD attendu à 250 keV, dans les gammes d'énergie du MeV celle-ci est bien meilleur) le nombre d'événements corrélés est de 0,14.

L'étude du bruit de fond de CTF nous a permis de montrer que le bruit de fond pour la détection des $\bar{\nu}_e$ de réacteurs nucléaires sera inférieur à 1 événement par an.



(a) Histogramme des événements postmuon du *run* 1 au *run* 30 . (b) Histogramme des événements postmuon du *run* 31 au *run* 60 .

FIG. 8.13 – *Histogramme des événements post muon suivant deux lots de runs différents.*



(a) Nombre de neutrons sélectionnés après une coupure à 1 MeV en énergie.

(b) Distribution temporelle de ces événements.

FIG. 8.14 – *Énergie vue par les flash pour des événements α du Polonium 214.*

Conclusion

L'expérience Borexino, dont l'objectif premier est la détection en temps réel des neutrinos solaires de la raie du béryllium à 862 keV, pourrait également mesurer, avec une électronique appropriée, des neutrinos plus énergétiques et notamment des neutrinos de réacteurs nucléaires. Cette électronique, basée sur des cartes de numérisation rapide ou cartes FADC, a été développée au PCC, Collège de France et a été implantée dans l'électronique principale de Borexino et sur le prototype CTF, qui fournit toujours des données.

Les analyses de données prises sur CTF m'ont permis de mettre une limite sur le bruit de fond attendu dans la détection des neutrinos de réacteurs nucléaires dans Borexino. Avec environ 0,5 événements fortuits et environ 0,14 événements corrélés par an, le bruit de fond serait négligeable au regard du signal de neutrinos de réacteurs nucléaires, d'environ 30 par an (après une coupure en énergie à 2,6 MeV pour s'affranchir du bruit de fond des neutrinos géologiques). Les événements neutrinos, dont la majorité provient des centrales nucléaires françaises et allemandes, pourraient avec une efficacité de détection supérieure à 90 %, être détectés sans trop d'ambiguïté.

C'est ainsi que pour une région de Δm^2 proche de 10^{-5} eV^2 , Borexino aurait pu contraindre la valeur des paramètres d'oscillation. Mais d'après les résultats de KamLAND, cette région n'est pas favorisée. Cette mesure dans Borexino pourrait néanmoins apporter une confirmation sur la validité des résultats de KamLAND.

Les tests sans liquide (*air runs*) ont permis de vérifier l'ensemble de la chaîne de l'électronique principale ainsi que celui des FADC et des systèmes d'acquisitions. L'expérience Borexino est prête et n'attend plus que son remplissage pour voir ses premières lumières de neutrinos. Mais à l'heure actuelle, il est impossible de donner une échéance pour le démarrage de Borexino. En effet, une erreur de manipulation (courant été 2002) a provoqué un déversement accidentel d'environ trente litres de pseudocumène dans une des rivières jouxtant les murs du laboratoire du LNGS. À la suite de quoi, le projet a été momentanément arrêté par la justice italienne, et c'est maintenant l'ensemble du hall C qui est devenu inaccessible aux physiciens. Aucune date n'a été donnée pour la reprise de l'expérience.

Cependant, en aucun cas, l'arrêt de Borexino ne doit remettre en cause les biens fondés de cette expérience. En espérant que la reprise de l'expérience Borexino soit proche, pour la première fois, la mesure en temps réel du flux de neutrinos de la raie du ^7Be à 862 keV pourrait être faite, susceptible d'ouvrir de nouvelles perspectives en physique du neutrino.

Bibliographie

- [Ahmad et al. 2002] Q. R. Ahmad et al., Phys. Rev. Lett., **89**:011301, 2002.
- [Aleksan et al. 1989] R. Aleksan et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, p. 203, 1989.
- [Aliani et al. 2002] P. Aliani, V. Antonelli, M. Picariello, and E. Torrente-Lujan, 2002.
- [Aliani et al. 2003] P. Aliani, V. Antonelli, M. Picariello, and E. Torrente-Lujan, New J. Phys., **5**:2, 2003.
- [Alimonti et al. 2000] G. Alimonti et al., Nuclear Instruments & Methods in Physics Research A 440, p. 360, 2000.
- [Aoki et al. 2003] M. Aoki, K. Hagiwara, and N. Okamura, Phys. Lett., **B554**:121, 2003.
- [Apollonio et al. 2003] M. Apollonio et al., Eur. Phys. J., **C27**:331, 2003.
- [Bahcall et al. 2002] J. N. Bahcall, M. C. Gonzalez-Garcia, and C. Pena-Garay, JHEP, **07**:054, 2002.
- [Bahcall 1989] J. N. Bahcall, *Neutrino astrophysics*, Cambridge University Press, 1989.
- [Bahcall 2003] J. Bahcall, <http://www.sns.ias.edu/~jnb/>, sur internet, 2003.
- [Barger et al. 2001] V. D. Barger, D. Marfatia, and B. P. Wood, Phys. Lett., **B498**:53, 2001.
- [Beau 2002] T. Beau, *Mesure des neutrinos solaires de la raie du béryllium dans l'expérience Borexino : analyse des données issues du prototype CTF (Counting Test Facility) après conception et validation du système de numérisation rapide*, Thèse de doctorat, Université Paris VII, October 2002.
- [Belli et al. 1989] P. Belli et al., Il nuovo cimento vol. 101 A, N. 6, p. 959, 1989.
- [Bemporad et al. 2002] C. Bemporad, G. Gratta, and P. Vogel, Rev. Mod. Phys., **74**:297, 2002.
- [Benoit et al. 2002] A. Benoit et al., Astropart. Phys. 17, p. 101, 2002.
- [Bilenky et al. 2002] S. M. Bilenky, D. Nicolo, and S. T. Petcov, Phys. Lett., **B538**:77, 2002.
- [Birks 1964] J. Birks, *The theory and practice of scintillation counting*, Pergamon Press, 1964.
- [Cadonati et al. 2002] L. Cadonati, F. P. Calaprice, and M. C. Chen, Astropart. Phys., **16**:361, 2002.

- [CEA 2001] CEA, *ELECNUC, Les centrales nucléaires dans le monde*, CEA, 2001.
- [Collaboration 1995] M. Collaboration, *Physical Review D* **52**, p. 3793, 1995.
- [Collaboration 2002a] B. Collaboration, *Astroparticle Physics* **18**, p. 1, 2002.
- [Collaboration 2002b] B. Collaboration, submitted to Elsevier Science, 2002.
- [de Gouvea et al. 1999] A. de Gouvea, A. Friedland, and H. Murayama, *Phys. Rev.*, **D60**:093011, 1999.
- [Dziewonski and Anderson 1981] A. Dziewonski and D. Anderson, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, **25**, p. 297, 1981.
- [Eguchi et al. 2003] K. Eguchi et al., *Phys. Rev. Lett.*, **90**:021802, 2003.
- [Foderaro 1971] A. Foderaro, *The elements of neutron interaction theory*, The MIT press, 1971.
- [Göger-Neff 2001] M. Göger-Neff, *Development of a liquid scintillator and of data analysis for Borexino*, Doktors der naturwissenschaften, Fakultät für Physik der Technischen Universität München, October 2001.
- [Gonzalez-Garcia 2003] M. C. Gonzalez-Garcia, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, **117**:186, 2003.
- [IJS-WEB 2002] IJS-WEB, <http://www2.ijs.si/~icjt/plants/>, sur internet, 2002.
- [INSC-WEB 2002] INSC-WEB, <http://www.insc.anl.gov/>, sur internet, 2002.
- [Jackson 1962] J. D. Jackson, *Classical electrodynamics*, Wiley J., 1962.
- [King 2001] S. F. King, *J. Phys.*, **G27**:2149, 2001.
- [Kodama et al. 2001] K. Kodama et al., *Phys. Lett.*, **B504**:218, 2001.
- [Lendvai 2001] C. Lendvai, *Photomultiplier-Einkapselung für das Myon-Veto des Borexino-Experiments und messung myoninduzierter Neutronen in der CTF II*, Diploma thesis, Technische Universität München, Technische Universität München, April 2001, <http://http://www.e15.physik.tu-muenchen.de/borexino/>.
- [Lep 2000] 2000.
- [Lipkin 1999] H. J. Lipkin, 1999.
- [LNGS-web 2003] LNGS-web, <http://www.lngs.infn.it>, sur internet, 2003.
- [Lobashev et al. 2001] V. Lobashev et al., *Nucl. Phys. (Proc. Suppl.)* **91**, p. 280, 2001.
- [McLane et al. 1988] V. McLane, C. Dunford, and P. Rose, *Neutron Cross Sections, Volume 2*, Academic Press, 1988.
- [Miramonti and Reseghetti 2002] L. Miramonti and F. Reseghetti, *Riv. Nuovo Cim.*, **25N7**:1, 2002.
- [Miramonti 2002] L. Miramonti, 2002.
- [Mohanty 2003] S. Mohanty, 2003.
- [Mughabghab et al. 1981] S. Mughabghab, M. Divadeenam, and N. Holden, *Neutron Cross Sections, Volume 1*, Academic Press, 1981.
- [Murayama and Pierce 2002] H. Murayama and A. Pierce, *Phys. Rev.*, **D65**:013012, 2002.
- [PDG-LBL 2002] PDG-LBL, http://pdg.lbl.gov/2002/hadronicrpp_page7.ps, sur internet, 2002.

- [Peccei 1999] R. D. Peccei, AIP Conf. Proc., **490**:80, 1999.
- [Peebles 1993] P. Peebles, *Principles of physical cosmology*, Princeton University Press., 1993.
- [Petcov and Piai 2002] S. Petcov and M. Piai, hep-ph/0112074, 2002.
- [Raghavan et al. 1998a] R. Raghavan et al., Physical Review Letters Vol. 80 N. 3, p. 635, 1998.
- [Raghavan et al. 1998b] R. Raghavan et al., Physical Review Letters Vo. 80 nb 3., p. 635, 1998.
- [Schonert et al. 2003] S. Schonert, T. Lasserre, and L. Oberauer, Astropart. Phys., **18**:565, 2003.
- [Schreckenbach et al. 1985] K. Schreckenbach et al., Phys. Lett. B160, p. 325, 1985.
- [Spergel et al. 2003] D. N. Spergel et al., Astrophys. J. Suppl., **148**:175, 2003.
- [SPIRES-web 2003] SPIRES-web, <http://www.slac.stanford.edu/spires/hep/>, sur internet, 2003.
- [Vogel and Beacom 1999] P. Vogel and J. F. Beacom, Phys. Rev., **D60**:053003, 1999.
- [Vogel and Engel 1989] P. Vogel and J. Engel, Phys. Rev. D39, p. 3378, 1989.
- [Winter 1991] K. Winter, *Neutrino physics*, Cambridge, 1991.

Annexes

Annexe A

Test des sommes actives de Borexino

Notes concernant les tests effectués sur les modules actifs de sommation analogique construits par la société russe Marathon, commandés via l'institut Kurchatov.

Memo about the Kurchatov fast adder

On behalf of the CdF Borexino group,
Tristan BEAU and Olivier DADOUN

April, 22nd 2001

Abstract

In LNGS, with the FADC board, we have tested the adder box provided by Marathon. We have recorded data to analyze the gain factor and the noise. Back to Paris, we have used a network analyzer and the FADC board; we present here the results about the adaptation of the box (input and output) and the frequency gain factor response.

1 Noise of adder

We have recorded data with the FADC board in 3 different configuration : FADC alone (no input), FADC with a sum*2 theoretical gain = 1 (no input) and FADC with a sum*2 theoretical gain = 3 (no input). As the FADC has 8 different pedestals, we plot here the 8 different histograms for each pedestal. One channel of the FADC corresponds to 2 mV.

We can clearly see that :

- With no input, $\sigma \leq 1$ channel (see figure 1);
- With sum*2, gain 1, σ is around 1.8 channels (see figure 2) ;
- With sum*2, gain 1, σ is around 3 channels (see figure 3);

2 Adaptation of the adder

About the adaptation, we have made two tests with the network analyzer : reflection of the input and reflection of the output. We present concurrently the Bode diagram and the plot in the Smith Area (imaginary and real parts of reflected coefficients).

2.1 Adaptation of input

The inputs seem not to be correctly adapted. The inputs 1 and 6 are the worst ones. Further measurements are done with the input numbered 2. See figure 4.

At low frequency, the adaptation is around $40\ \Omega$, and is even lower at higher frequency. For some inputs, up to 30 % is lost in reflection.

If the measurement has been done with a network analyzer, it is also possible to test this adaptation at low frequency with an oscilloscope and a sinus wave generator, comparing with a known $50\ \Omega$ resistor and the adder circuit input.

In order to compare, see in figure 5 the same measurement with the FADC input. Up to 200 MHz, the reflection is negligible.

2.2 Adaptation of output

The same measurement as the previous one but with the output is done. The output is not at all adapted; it is even clear with an oscilloscope when you try to plug in a $50\ \Omega$: the voltage output level does not change whereas it should be divided by 2.

See measurement with the network analyzer in figure 6; if the adaptation was perfect, the Smith diagram should be reduced to a single point, at the center (0,0). In this Smith diagram, all turns are due to cable length in the adder box, which imply a constant delay in time.

3 Frequency response of the adder

We made measurements up to 1 GHz for Bode diagram. In those measurement, we plugged a $50\ \Omega$ resistor in unused inputs and the signal in the used one.

3.1 The adder box alone

In 7, we can see that the bandwidth of the adder is around 300 MHz. Then the decrease is of about 60 dB / decade (equivalent 3rd order filter). Before 200 MHz, the gain is perfectly flat.

We plot in figure 8 the phasis versus the frequency. As it is linear, we will not have any distortion.

3.2 The long length RG58 cable (12.5 meters long)

We test here the long cable alone. See figure 9. The bandwidth is around 175 MHz with a decrease of about 10 dB / decade.

3.3 Adder and cable

Of course, when we used concurrently the adder and the cable, we add the gain (in dB) (and it works !). In figure 10, the theoretical gain is adjusted to 3. The effective bandwidth is 200 MHz.

3.4 Gain factor of Sum*2 and Sum*8

The gain factors are :

- For Sum*2 : Initially set from 1 to 3, the effective gain factors are from 0.7 to 2.
- For Sum*8 : Effective gain are from 0.3 to 0.95.

4 Pulse shape from the Genova electronics

We used the output of simulated pulses of the Genova electronics. In figure 11, there is the pulse directly from the Geneva electronics and the one after the sum*2, gain 3. In term of gain factor, one can see that it is not better than 2. Whereas the background noise in the direct pulse is lower (peak to peak) than 2 channels (what is the best expected with the FADC), it is multiply by a factor bigger than 2 after the adder box.

5 Conclusion

Those measurements show that :

- The noise level is not acceptable at high gain factor;
- The adaptation of input is not enough precise;
- The adaptation of the output is not implemented;
- The bandwidth is in fact dominated by the RG58 cable. So, it is acceptable.
- The gain factor is too low. It must be increased, the bandwidth being preserved.

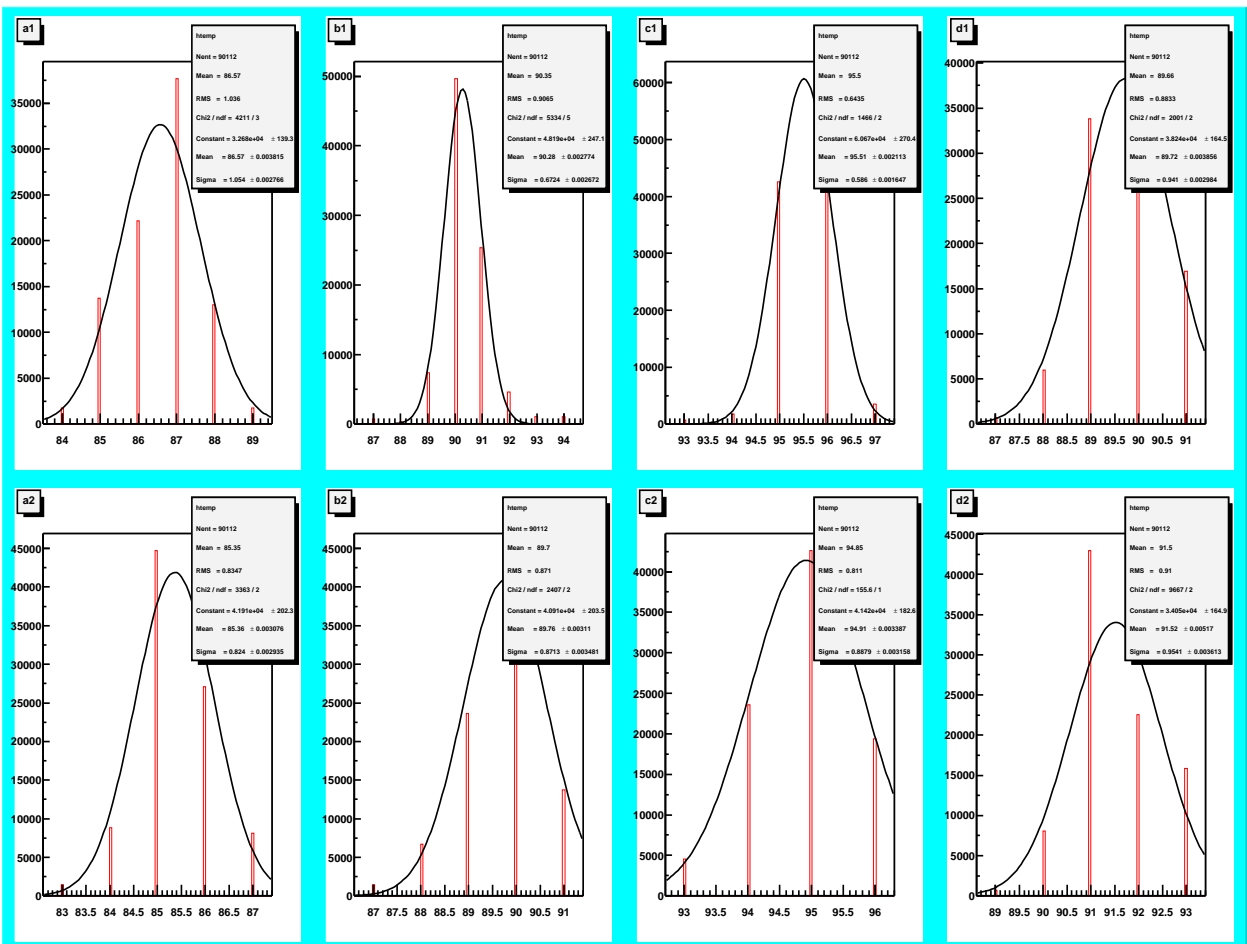


Figure 1: 8 pedestals of FADC; FADC board with no input

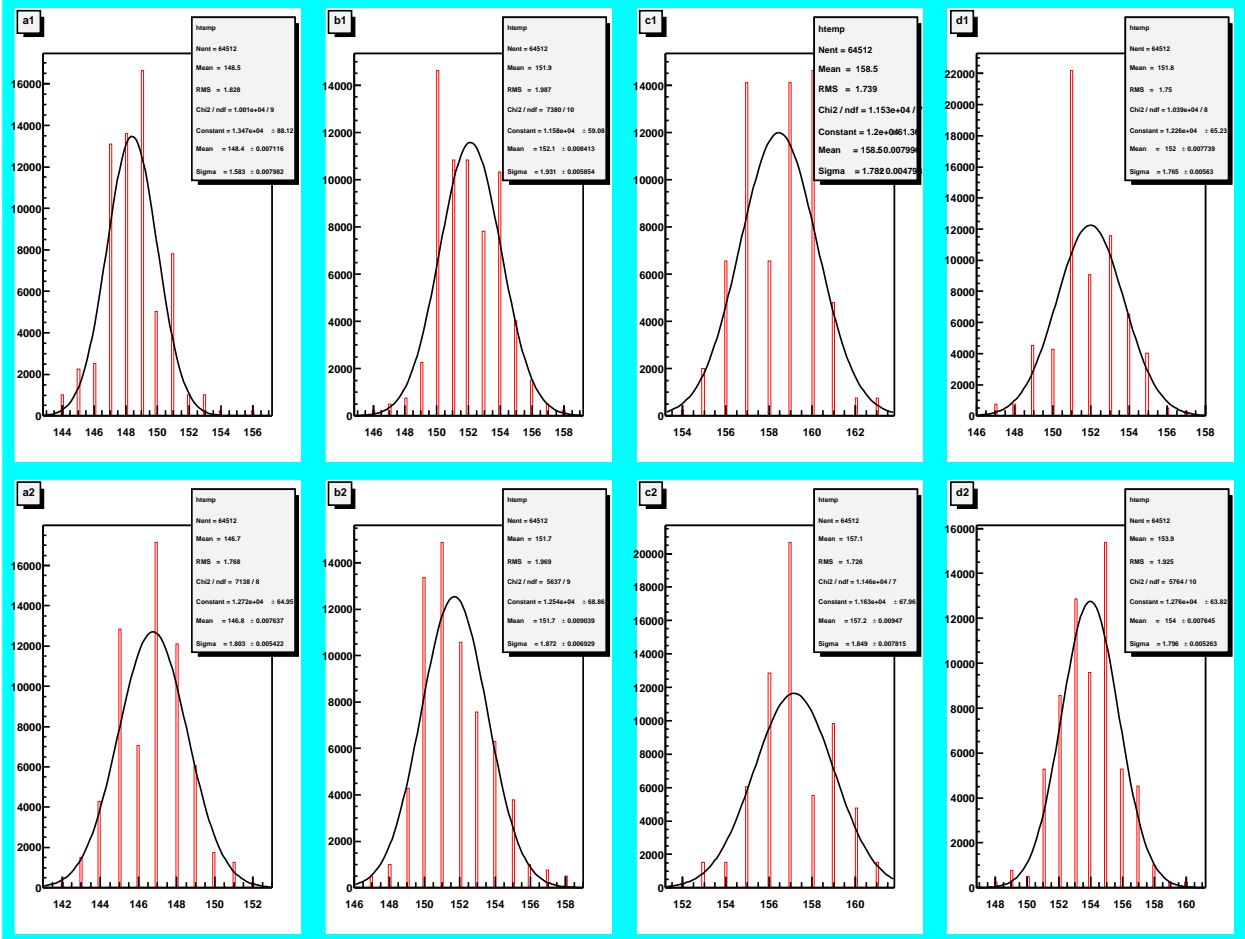


Figure 2: 8 pedestals of FADC; FADC board with sum*2, gain=1

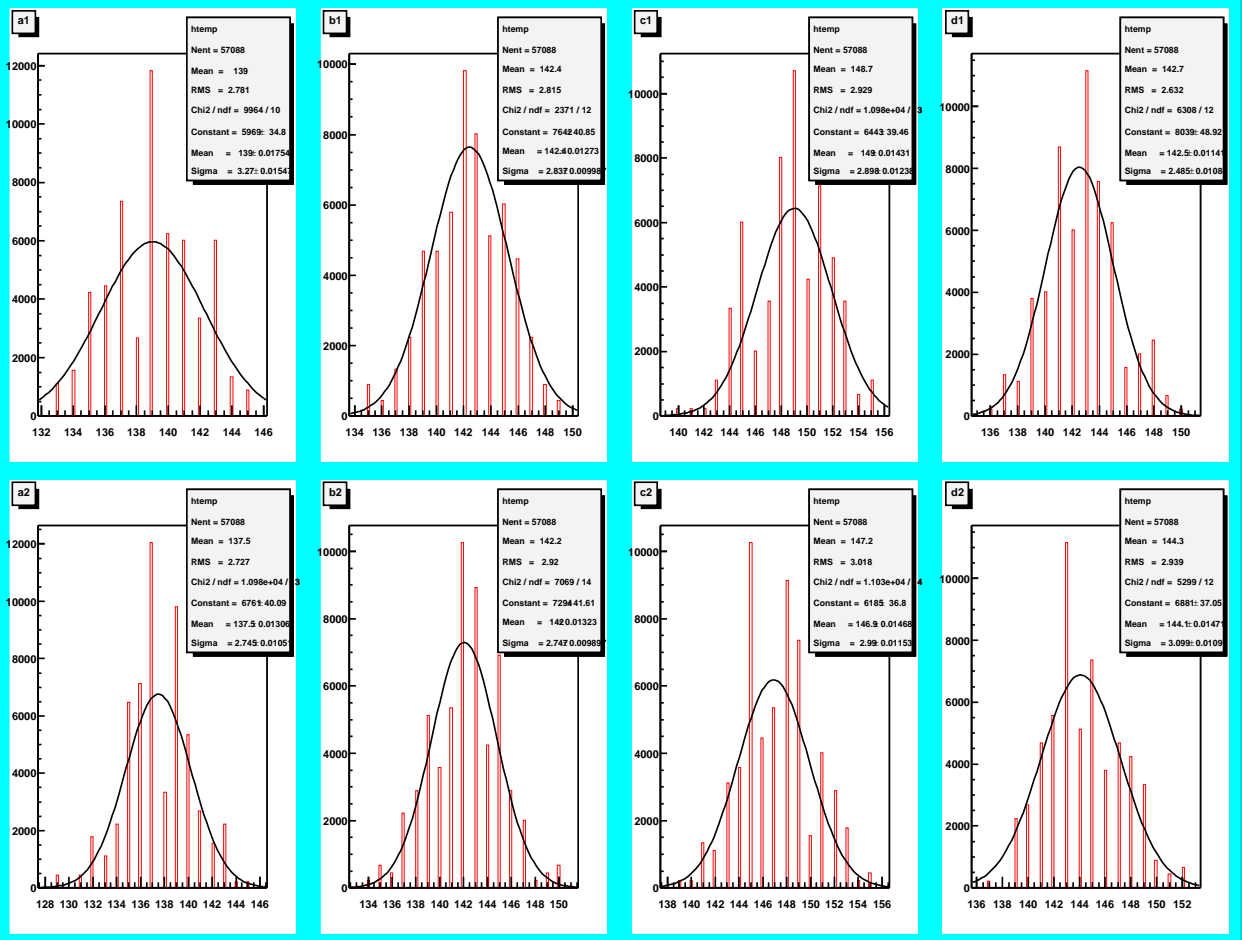


Figure 3: 8 pedestals of FADC; FADC board with $\text{sum} \times 2$, $\text{gain} = 9$

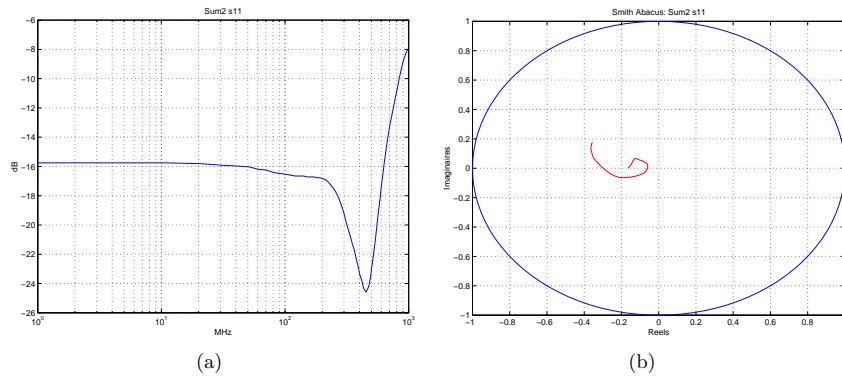


Figure 4: a : Bode diagram for input reflection of Sum*2; b : Associated Smith diagram.

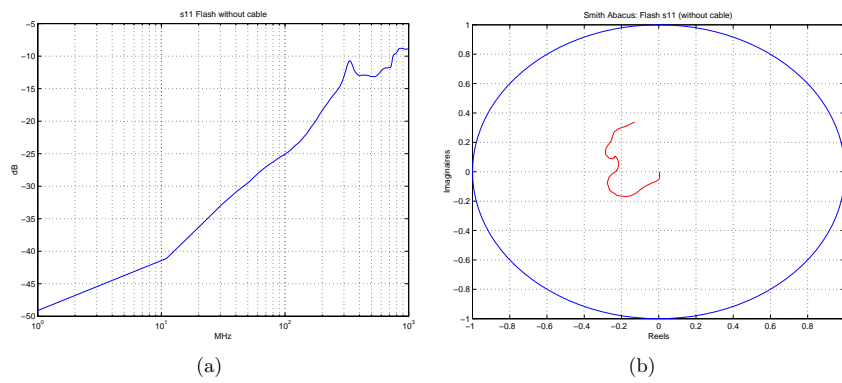


Figure 5: a : Bode diagram for input reflection of FADC; b : Associated Smith diagram.

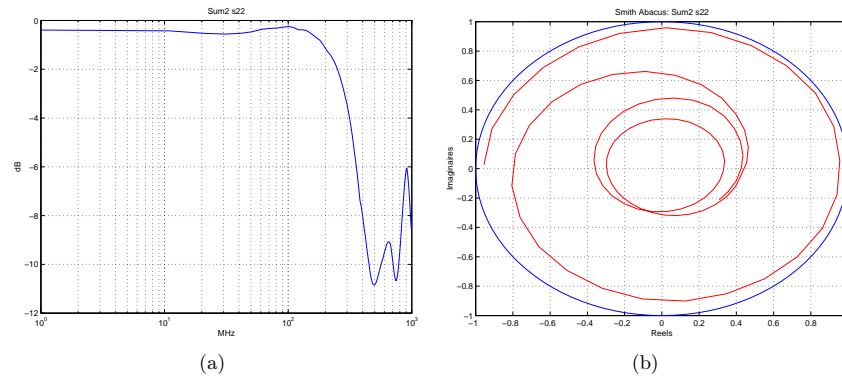


Figure 6: *a* : Bode diagram for output reflection of Sum*2; *b* : Associated Smith diagram.

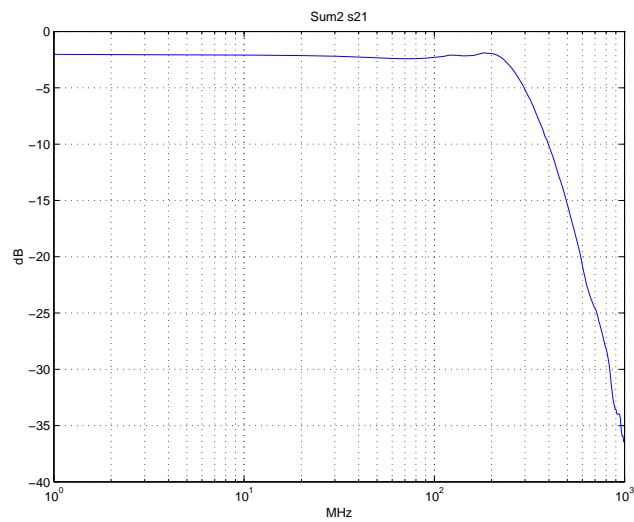


Figure 7: Bode diagram for transmission of the Sum*2; theoretical gain factor 1

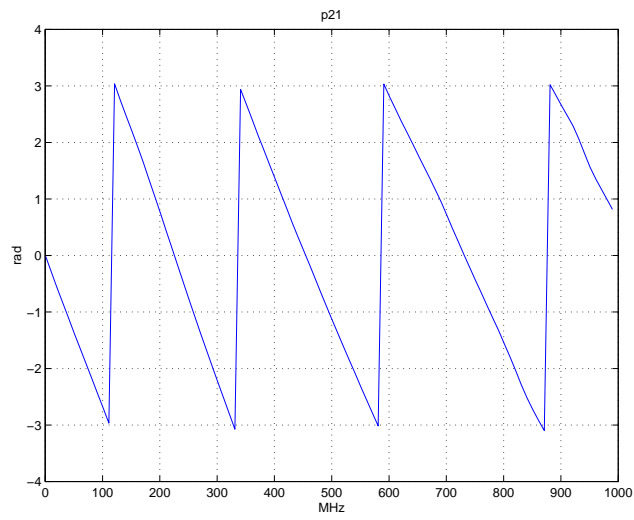


Figure 8: *Sum*2 phasis versus frequency*

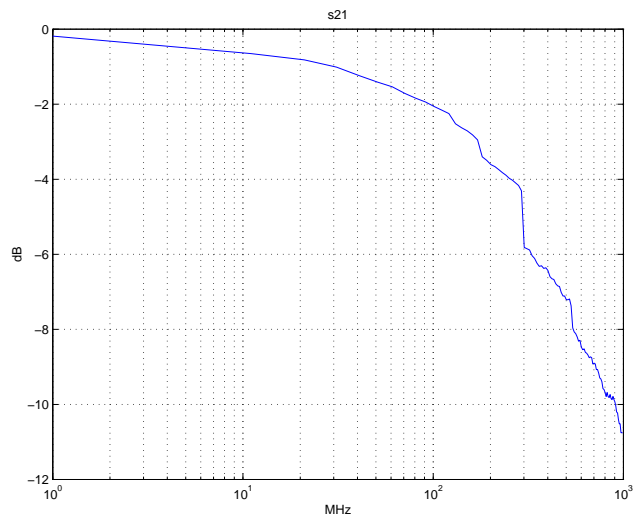


Figure 9: *RG58 cable alone : transmission*

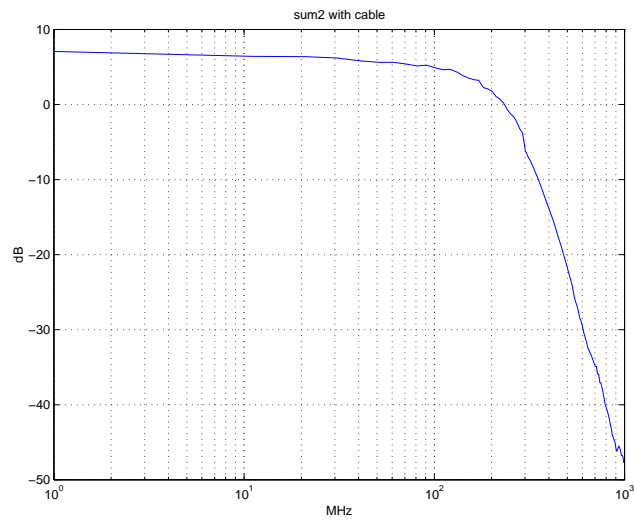


Figure 10: Overall transmission Bode diagram : Sum*2 and RG58 cable

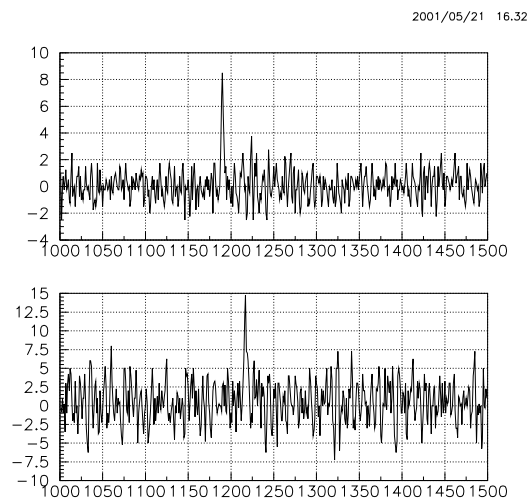


Figure 11: up : Input pulse from the Genova electronics. down : output of the sum*2, gain 3

Memo about the 2nd version of the Kurchatov fast adder

On behalf of the CdF Borexino group,
Tristan BEAU and Olivier DADOUN

November the 7th, 2001

Abstract

The new prototype of the Kurchatov fast adder made by Marathon is tested in this memo. The results are based on what has been done at Collège de France and at the IUT de Cachan (the 6th of November, 2001). In the latest, we've used a Network Analyser just like the previous time, type HP 8753D, recently calibrated (october 2001).

1 Generalities

Few points should be studied for the production of adder :

- The air flow in the box is probably not optimal. It would be better not to have holes in correspondance between the top and the down of the box.
- The ground cable from the 220 V power supply was not connected on the tested box. We hope this will not add any current loop and noise.
- We did not test any thermal or time effect.

2 Noise of adder

Now, the power supply is inside the adder box and is decoupled. The noise measured at the lab is around 1 mV, with no appearance of oscillations. The noise is never greater than 1 mV whatever the gain is. No worse result if the FADC board is connected.

3 Impedance matching of the adder

About the impedance matching, we have made two tests with the network analyzer : reflection of the input (see figure 1) and reflection of the output

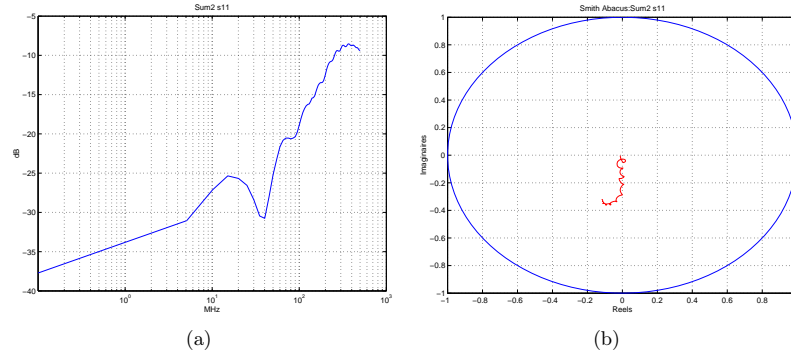


Figure 1: *a* : Bode diagram for input reflection of Sum*2; *b* : Associated Smith diagram.

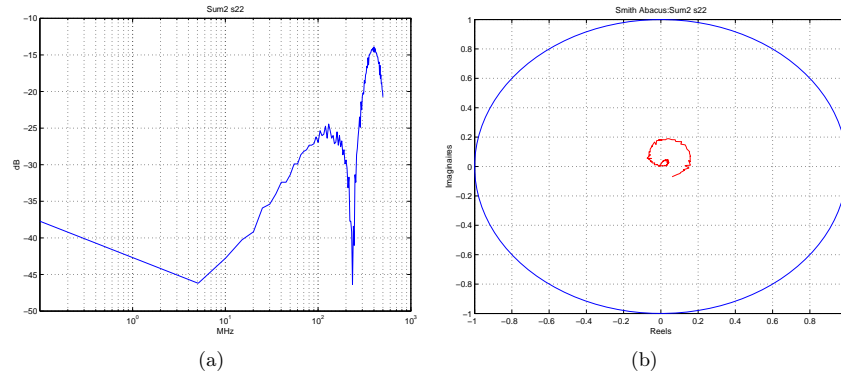


Figure 2: *a* : Bode diagram for output reflection of Sum*2; *b* : Associated Smith diagram.

(see figure 2). We present concurrently the Bode diagram and the plot in the Smith Area (imaginary and real parts of reflected coefficients).

Either inputs and outputs are now correctly matched (50 ohm impedance) up to 200 MHz, the maximum frequency used. Nevertheless, at high frequency, the adaptation became worse. This may be due to the lemo connector. Perhaps this point could be checked.

4 Frequency response of the adder

We made measurements up to 500 MHz for Bode diagram. We present 3 plots :

- Transmission of the box alone. We can see a typical bandwidth of 180 MHz (at -3 dB). See figure 3.
- Transmission of the box and our long cable (12.5 long). Case of sums by 2 at 3 different gains. See figure 4.
- Transmission of the box and our long cable. Case of the most amplified channel summed by 8. We can see a typical bandwidth of around 100 MHz. See figure 5.

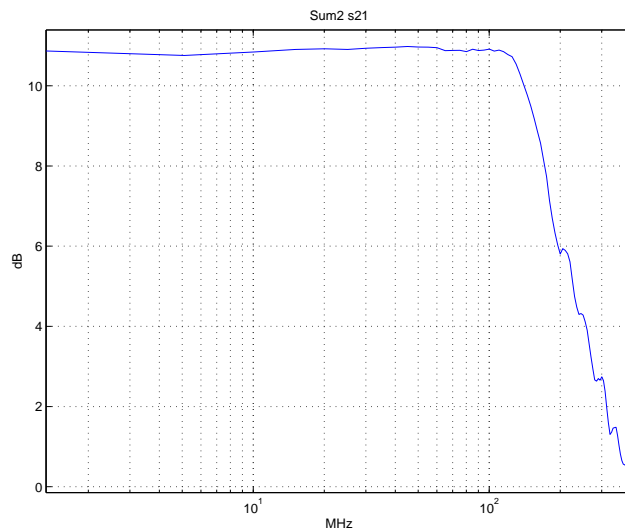


Figure 3: *Bode diagram for transmission of the Sum*2; no long cable connected*

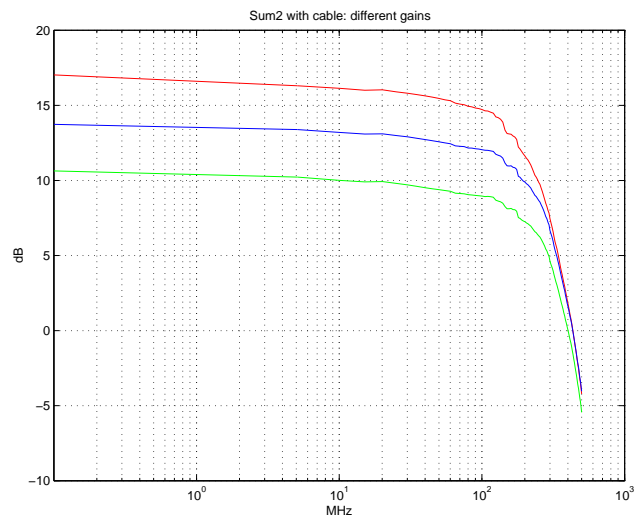


Figure 4: Bode diagram for transmission of the Sum*2 with the long cable connected. 3 different gains

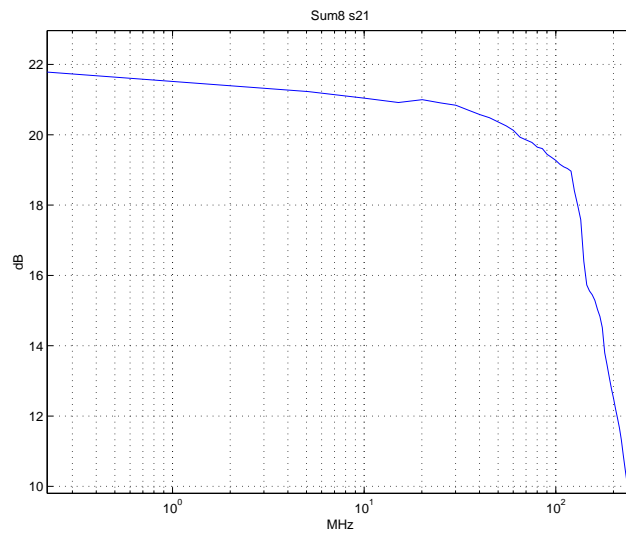


Figure 5: Bode diagram for transmission of the Sum*8 with the long cable connected. Case of the bigger gain

5 Cross-talk result

We have measured the corss talk on the same sub-board (with 8 inputs); see figure 6.

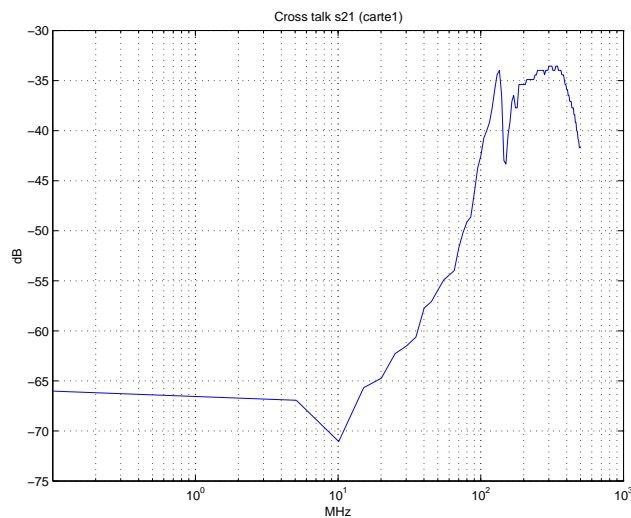


Figure 6: *Cross-talk between one input and an unassociated sum by 2.*

Moreover, we tried to see any cross-talk between the two different sub-board, but it is very small (around -65 dB). This probably means that the previous cross-talk is not due to the power supply but due to any internal layer.

6 Conclusion

Those measurements show that :

- The noise level is acceptable at any gain factor;
- The input impedance is now enough precise;
- The output impedance is now implemented and correct;
- The bandwidth is always dominated by the RG58 cable. So, it is acceptable.
- Gain factors are the expected ones. But we need to have a constant gain for each channel; this has to be checked and discussed.

Annexe B

Modification dans le câblage des PM de Borexino

Les FADC numérisant des groupes de 2×12 PM, il faut, pour pouvoir reconstruire la position d'un événement, que l'ensemble de ces PM soit placé côte à côte dans le détecteur. L'électronique Laben regardant le PM unique n'a pas besoin d'un tel regroupement. Ainsi les PM de Borexino furent câblés sans prêter attention à cette contrainte de position des PM, importante pour l'acquisition des FADC.

Je présente ici une note faite pour la collaboration concernant la modification minimum à apporter au câblage de Borexino pour que les différents groupes de 2×12 PM soient les plus proches possibles. C'est en avril 2003 que j'ai effectué, avec l'aide de deux ingénieurs de Gênes, cette modification.

Modification on Borexino cable mapping

Olivier Dadoun

dadoun@cdf.in2p3.fr

July 14, 2002

Abstract

Borexino PMT are already cabled, and except the rack 10 (which PM are not yet installed). Each rack has at least 120 cables. In this document, I will explain how we can modify the actual cable mapping, to minimize the distance between PMT added to the same FADC.

1 The Fadc electronics channel

The Fadc board (the V896 Caen model) is a 3 channel 400 Mega Sample Per Second (MSPS) Waveform Digitizer [1]. We have 34 of those Fadc boards housed in 4 Vme crates, that is to say 102 channels, 98 are used to digitalized the 2214 inner PMT (1843 PMT from the inner neutrino detector and 371 from the inner muon veto [2]). Each FADC channel has 24 PMT coming from 2 different Front End Boards (Feboards) (each rack have 14 Feboards [3]). For future FADC analyse, it is required that all those 24 PMT, coming from the inner neutrino detector, are located in the same SSS region, i.e the 12 PMT of one Feboard clustered in the same region.

2 Present state of Borexino cable mapping

Presently, there are 1993 PMT, 72 of them are PMT without concentrator, they are on the Feboard 12, 13 & 14. In the following we will not considere them. A rack happens to contains PMT patches situated very far to each other, : sometimes two differents geometrical regions of the detector are cabled towards the same rack. The position of the PMT in each rack are pack in a same geometrical region, unfortunately not the PMT of each Feboard. I have represented in (θ, ϕ) plane the position of PMT's by Feboard . As an example, we can see in the fig. 1(a) a typical "bad" Feboard, (where the cable mapping must be changed), and in fig. 1(b) a typical good Feboard.

We can see in the bad situation 2 separated clusters ^a. One in the region

^afor simplicity prefixes such as "BX-ML-" or "BX-PU-" in front of all the PMT names have been omitted.

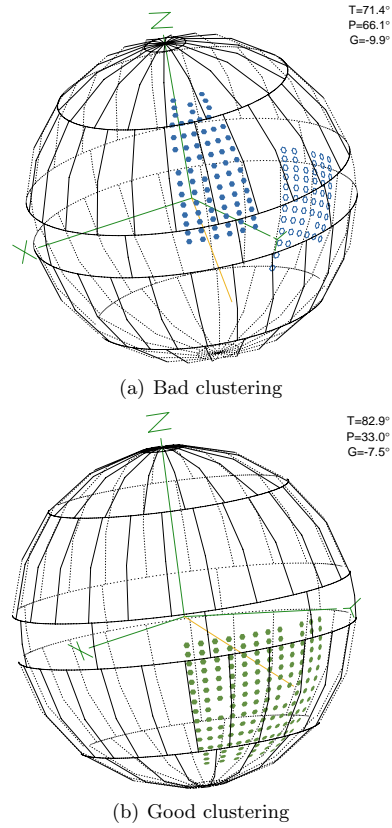


Figure 1: PM view position of two racks.

$\theta > 60^\circ$ and the other one of $\theta < 0^\circ$ in the region.

In the good situation we have only one cluster.

About 39 Feboards out of 154 are not properly cabled. Which represents 20 channel out of 77 (98 channel minus the channel for PMTs without concentrator). They are on the rack 1, 5, 9, 11, 13 & 14 (table 1).

3 Proposal of cable mapping modifications

I have summarized in the following simple modifications to be done in the upper rack to change the mapping on the Feboards (except one Feboard on the rack 9 where nothing can be done). In this proposal, the cables are only

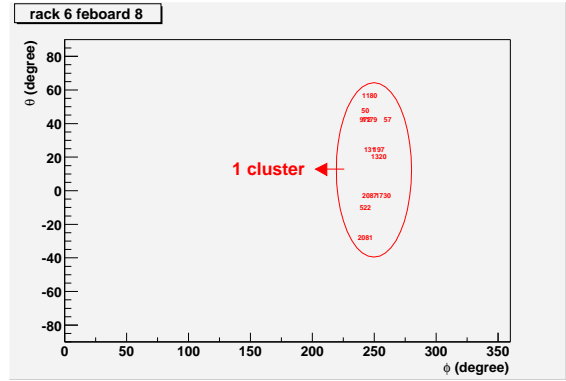


Figure 2: Example of "good" clustering PMT's in Feboard 8 rack 6

RackID \ FEBOARD	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
1				•	•	•	•	•			
5	•		•	•			•	•	•	•	•
9						•					
11	•	•	•	•	•	•	•	•	•		•
13	•	•	•		•	•	•	•	•	•	•
14	•	•			•					•	

Table 1: Summary of the Feboards problem by rack

moving from Feboard to neighbor Feboards.

4 Conclusion

This proposal is a minimal modification to allow to use fully the FADC information.

References

[1] <http://cdfinfo.in2p3.fr/~kryn/fwfd/manual/manual.html>
 [2] <http://bxweb.lngs.infn.it/docs/documents.html>
 Introduction to Borexino Electronics
 [3] <http://bxweb.lngs.infn.it/docs/documents.html>
 Front End test results, V. LAGOMARGINO & G. TESTERA

New FEBOARD \ Old FEBOARD	4	5	6	7	8	9
4		BX-MI-1662 BX-MI-1795				
5	BX-MI-955 BX-MI-1699 BX-MI-508					
6				BX-MI-2131 BX-MI-950 BX-MI-1786 BX-MI-1649		
7			BX-MI-2038 BX-MI-1711 BX-MI-2106 BX-MI-1829		BX-MI-139 BX-MI-1968 BX-MI-1515 BX-MI-1737 BX-MI1962	
8				BX-MI-337 BX-MI-1668 BX-MI-1841 BX-MI-1452 BX-MI-364		BX-MI-1826 BX-MI-348
9					BX-MI-24 BX-MI-1783	

Figure 3: Cables modifications on rack 1

New FEBOARD \ Old FEBOARD	3	4	7	8	9	10	11
3		BX-MI-1661					
4	BX-MI-709						
7				BX-MI-1391			
8			BX-MI-1723				
9						BX-MI-1459 BX-MI-920 BX-MI-1443 BX-MI-576 BX-MI-1379	
10					BX-MI-1655 BX-MI-1724 BX-MI-1534 BX-MI-647		BX-MI-639
11						BX-MI-1861	

Figure 4: Cables modifications on rack5

New FEBOARD \ Old FEBOARD	1	2	3	4	5	6	7	8	9
1		BX-MI-159 BX-MI-726 BX-MI-717 BX-MI-2102 BX-MI-18							
2	BX-MI-718 BX-MI-181 BX-MI-185 BX-MI-105 BX-MI-179								
3				BX-MI-79 BX-MI-118 BX-MI-122					
4			BX-MI-1936		BX-MI-1607 BX-MI-444 BX-MI-739 BX-MI-651 BX-MI-2063 BX-MI-657				
5				BX-MI-92 BX-MI-115 BX-MI-714 BX-MI-706 BX-MI-2156 BX-MI-481					
6							BX-MI-1929 BX-MI-143 BX-MI-471 BX-MI-175 BX-MI-134 BX-MI-125		
7						BX-MI-720 BX-MI-740 BX-MI-722 BX-MI-591 BX-MI-2074 BX-MI-424		BX-MI-106 BX-MI-729 BX-MI-127 BX-MI-2050 BX-MI-702	
8									BX-MI-2154
9								BX-MI-610	

Figure 5: Cables modifications on rack11

Figure 6: Cables modifications on rack13

New FEBOARD \ Old FEBOARD	1	2	5	6	7	8	9	10	11
1		BX-MI-1129 BX-MI-840 BX-MI-163 BX-MI-168 BX-MI-832 BX-MI-277							
2	BX-MI-1159 BX-MI-1258 BX-MI-1133 BX-MI-848 BX-MI-759 BX-MI-1284								
5				BX-MI-1200	BX-MI-760 BX-MI-858				
6			BX-MI-298						
7			BX-MI-809 BX-MI-287						
8							BX-MI-1092 BX-MI-865		
9						BX-MI-765 BX-MI-757		BX-MI-1118 BX-MI-853	
10							BX-MI-1165 BX-MI-1096		BX-MI-856 BX-MI-181 BX-MI-838 BX-MI-1254 BX-MI-1254 BX-MI-805
11								BX-MI-1201 BX-MI-1202 BX-MI-1117 BX-MI-229 BX-MI-851	

New FEBOARD \ Old FEBOARD	1	2	10	11
1		BX-MI-1623 BX-MI-2086 BX-MI-773 BX-MI-326		
2	BX-MI-958 BX-MI-1288 BX-MI-72 BX-MI-1030			
10				BX-MI-962 BX-MI-191 BX-MI-201
11			BX-MI-332 BX-MI-780 BX-MI-304	

Figure 7: Cables modifications on rack14

Annexe C

Liste des réacteurs nucléaires en activité en Europe

J'ai repertorié 217 réacteurs nucléaires en activité en Europe. Les données sont issues d'un recoupement de plusieurs sources d'informations : [IJS-WEB 2002], [INSC-WEB 2002] et [CEA 2001].

Pour chaque pays on trouve les réacteurs en fonctionnement, leurs puissances électriques moyennes \mathcal{P} (en GW thermique) et leurs situations géographiques, *i.e.* leurs latitudes et longitudes. De même figure la distance moyenne en km qui sépare chaque réacteurs nucléaires de Borexino, située à une latitude de $42^{\circ}27'10''$ N et une longitude de $13^{\circ}34'30''$ E.

Pays	Noms	Latitude	Longitude	distances	\mathcal{P}
Allemagne	Biblis (2)	49 : 43 : 00 N	08 : 25 : 00 E	900	7,76
	Brokdorf (1)	53 : 51 : 00 N	09 : 21 : 00 E	1304	4,26
	Brunsbuettel (1)	53 : 55 : 00 N	09 : 07 : 00 E	1315	2,47
	Emsland (1)	52 : 28 : 00 N	07 : 19 : 00 E	1207	4,14
	Grafenrheinfeld (1)	49 : 59 : 00 N	10 : 11 : 00 E	877	4,09
	Grohnde	52 : 02 : 00 N	09 : 25 : 00 E	1110	4,37
	Gundremmingen (2)	48 : 31 : 00 N	10 : 24 : 00 E	718	8,26
	Isar (2)	48 : 36 : 00 N	12 : 18 : 00 E	691	6,87
	Kruemmel (1)	53 : 24 : 00 N	10 : 26 : 00 E	1238	4,05
	Neckarwestheim (2)	49 : 02 : 00 N	09 : 10 : 00 E	807	6,59
	Obrigheim()	49 : 22 : 00 N	09 : 05 : 00 E	843	1,09
	Philippsburg (2)	49 : 15 : 00 N	08 : 27 : 00 E	853	7,22
	Stade (1)	53 : 37 : 00 N	09 : 32 : 00 E	1275	2,05
	Unterweser (1)	53 : 26 : 00 N	08 : 28 : 00 E	1277	4,13
Angleterre	Bradwell (2)	51 : 43 : 00 N	00 : 53 : 00 E	1403	1,78
	Calder (4)	54 : 25 : 00 N	03 : 30 : 00 O	1518	0,64
	Chapel (4)	55 : 01 : 00 N	03 : 13 : 05 O	1583	0,64
	Dungeness (4)	50 : 55 : 00 N	00 : 58 : 00 E	1341	4,96
	Hartlepool (2)	54 : 38 : 00 N	01 : 11 : 00 O	1625	3,88
	Heysham (4)	54 : 02 : 00 N	02 : 54 : 00 O	1505	7,68
	Hinkley (4)	51 : 12 : 00 N	03 : 08 : 00 O	1252	5,42
	Hunterston (2)	55 : 43 : 00 N	04 : 53 : 00 O	1599	2,76
	Oldbury (2)	51 : 39 : 00 N	02 : 34 : 00 O	1315	1,38
	Sizewell (3)	52 : 13 : 00 N	01 : 37 : 00 E	1406	5,15
	Torness (2)	55 : 58 : 00 N	02 : 24 : 00 O	1700	4,00
	Wyfla (2)	53 : 25 : 00 N	04 : 29 : 00 O	1390	3,04
Belgique	Tihange(3)	50 : 31 : 00 N	05 : 17 : 00 E	1097	9,43
	Doel (4)	51 : 20 : 00 N	04 : 15 : 00 E	1212	8,87
Bulgarie	Kozloduy (6)	43 : 45 : 00 N	23 : 38 : 00 E	829	11,36
Espagne	Almaraz (2)	39 : 48 : 29 N	05 : 41 : 49 O	722	6,10
	Asco (2)	41 : 11 : 00 N	00 : 34 : 00 E	1086	6,21
	Cofrentes (1)	39 : 13 : 00 N	01 : 03 : 00 O	1112	3,18
	Jose-Cabrera (1)	40 : 21 : 00 N	02 : 49 : 00 O	926	0,50
	St. M. de Garona (1)	42 : 46 : 00 N	03 : 13 : 00 O	848	1,43
	Trillo (1)	40 : 41 : 00 N	02 : 36 : 00 O	933	3,21
	Vandellos	40 : 58 : 00 N	00 : 53 : 00 E	1065	3,34
Finlande	Loviisa (2)	60 : 22 : 00 N	26 : 21 : 00 E	2163	2,86
	Olkiluoto (2)	61 : 14 : 00 N	21 : 26 : 00 E	2145	5,56
France	Belleville (2)	47 : 30 : 27 N	02 : 52 : 39 E	1010	8,42
	Bugey (4)	45 : 47 : 44 N	05 : 16 : 12 E	760	11,68
	Cattenom (4)	49 : 24 : 49 N	06 : 12 : 59 E	960	16,68
	Chinon (4)	47 : 10 : 00 N	00 : 14 : 00 E	1173	11,50
	Chooz (2)	50 : 05 : 24 N	04 : 47 : 22 E	1081	9,34
	Civaux (1)	46 : 27 : 27 N	00 : 39 : 33 E	1115	4,67

Pays	Noms	Latitude	Longitude	distances	\mathcal{P}
	Cruas (4)	44 : 37 : 53 N	04 : 45 : 20 E	751	11,52
	Dampierre (4)	47 : 44 : 02 N	02 : 30 : 58 E	1046	11,44
	Fessenheim (2)	47 : 54 : 23 N	07 : 33 : 55 E	767	5,64
	Flamanville (2)	49 : 32 : 09 N	01 : 52 : 53 O	1195	8,54
	Golfech (2)	44 : 07 : 00 N	00 : 49 : 00 E	1048	4,42
	Gravelines (6)	51 : 00 : 58 N	02 : 08 : 39 E	1287	17,54
	La Blayais (4)	45 : 15 : 39 N	00 : 41 : 19 O	1077	11,80
	Nogent (2)	48 : 31 : 20 N	03 : 31 : 12 E	1032	8,42
	Paluel (4)	49 : 51 : 29 N	00 : 37 : 59 E	289	17,08
	Penly (2)	49 : 58 : 32 N	01 : 12 : 43 E	1263	8,54
	Phenix (1)	44 : 49 : 00 N	04 : 42 : 00 E	761	0,74
	St Alban (2)	45 : 24 : 18 N	04 : 45 : 20 E	778	8,58
	St Laurent (2)	47 : 43 : 13 N	01 : 34 : 45 E	1107	5,76
	Tricastin (4)	44 : 19 : 47 N	04 : 43 : 56 E	744	11,76
Hongrie	Paks (4)	46 : 34 : 21 N	18 : 51 : 15 E	620	5,55
Lituanie	Ignalina (2)	55 : 36 : 00 N	26 : 29 : 00 E	1729	7,60
Pays Bas	Borssele (1)	51 : 26 : 00 N	03 : 42 : 00 E	1245	1,45
Roumanie	Cernavoda(1)	44 : 19 : 00 N	28 : 01 : 00 E	1183	2,08
F. Russe	Balakovo(4)	51 : 55 : 00 N	47 : 22 : 00 E	2713	12,20
	Beloyarsky (1)	56 : 51 : 00 N	61 : 19 : 00 E	3647	1,80
	Bilibino (4)	68 : 03 : 00 N	166 : 27 : 00 E	7100	0,12
	Kalinin (2)	57 : 55 : 00 N	35 : 05 : 00 E	2273	6,10
	Kola (4)	67 : 28 : 00 N	32 : 28 : 00 E	2978	5,12
	Kursk (4)	51 : 41 : 00 N	35 : 37 : 00 E	1942	11,88
	Leningrad (4)	59 : 50 : 00 N	29 : 02 : 00 E	2192	11,88
	Novovoronezh (3)	51 : 17 : 00 N	39 : 13 : 00 E	2160	5,35
	Smolensk (3)	54 : 10 : 00 N	33 : 14 : 00 E	1934	8,91
Slovaquie	Bohunice (4)	48 : 30 : 00 N	17 : 41 : 00 E	745	5,24
Slovenie	Krko (1)	05 : 57 : 15 N	15 : 31 : 14 E	419	2,17
Suede	Barsebeck (2)	55 : 45 : 00 N	12 : 55 : 00 E	1477	3,84
	Forsmark (3)	60 : 24 : 00 N	18 : 11 : 00 E	2013	9,94
	Oskarshamn (3)	57 : 25 : 00 N	16 : 40 : 00 E	1675	7,08
	Ringhals (4)	57 : 15 : 00 N	12 : 07 : 00 E	1645	11,24
Suisse	Beznau (2)	47 : 34 : 00 N	08 : 14 : 00 E	707	2,25
	Goesgen (1)	47 : 22 : 00 N	07 : 59 : 00 E	701	3,02
	Leibstadt (1)	47 : 35 : 00 N	08 : 09 : 00 E	712	3,18
	Muehleberg (1)	46 : 58 : 00 N	07 : 16 : 00 E	707	1,14
R. Tchèque	Dukovany (4)	49 : 05 : 00 N	16 : 08 : 00 E	764	5,30
Ukraine	Chernobyl (2)	51 : 23 : 00 N	30 : 06 : 00 E	1591	5,31
	Khmelnitski (1)	50 : 36 : 00 N	26 : 33 : 00 E	1340	3,05
	Rovno (3)	51 : 20 : 00 N	25 : 53 : 00 E	1355	5,80
	Sud Ukraine (3)	47 : 49 : 00 N	31 : 13 : 00 E	1500	9,30
	Zaporozhe (6)	47 : 29 : 00 N	34 : 38 : 00 E	1738	18,30

Résumé. L'objectif principal de l'expérience Borexino est « la détection en temps réel » des neutrinos solaires de la raie du béryllium à 862keV. Outre cette mesure pionnière dans le domaine des neutrinos de basse énergie, Borexino pourra mesurer les neutrinos solaires au-dessus du MeV (neutrinos du ^8B et neutrinos pep), les neutrinos de réacteurs nucléaires (d'énergie moyenne d'environ 3 MeV) et les neutrinos de supernovæ (dont le spectre en énergie s'étend jusqu'à quelques dizaines de MeV). Le présent travail est consacré principalement à l'étude des neutrinos de réacteurs nucléaires. Ce domaine a été récemment enrichi par les résultats de KamLAND, qui ont grandement amélioré la détermination des paramètres d'oscillations des neutrinos. Dans l'objectif de mesurer ces événements au dessus du MeV, la collaboration Borexino a confié au groupe du PCC, Collège de France, le développement d'un système de numérisation rapide fonctionnant à 400 MHz : les cartes FADC. Elles ont été conçues au laboratoire et nous les avons finalisées au début de l'année 2002. Les premières cartes implantées dans l'électronique d'acquisition de Borexino nous ont permis de contrôler leurs fonctionnements et celui du programme d'acquisition. Elles ont été également installées sur le prototype de Borexino, CTF. Les données correspondantes sont analysées en vue de mettre une limite sur le bruit de fond attendu dans Borexino pour la mesure des neutrinos de réacteurs nucléaires.

Mots-clés : neutrinos de réacteurs nucléaires, oscillations des neutrinos, efficacité de détection positron-neutron, neutron de spallation.

Abstract. The main goal of the Borexino experiment is to measure in real time the solar neutrino flux from the beryllium line at 862 keV. Beyond this pioneer low energy neutrino detection, Borexino will be able to measure solar neutrinos above the MeV, (^8B neutrinos and pep neutrinos), nuclear reactor neutrinos (with an average energy of 3 MeV) and the supernovæ neutrinos (their spectrum goes up to some ten MeV). In this work I mainly focus on the study of the nuclear reactors neutrinos. This field has recently been enriched by the results of the KamLAND experiment, which have greatly improved the determination of the neutrino oscillation parameters. In order to measure these events which are above the MeV, the Borexino collaboration entrusted the PCC group, Collège de France, with the tasks of developing a fast digitalization system running at 400MHz : the FADC cards. The PCC group designed the FADC cards and completed them at the beginning of 2002. The first cards which were introduced in the main electronic acquisition allowed us to control their functioning and that of the acquisition software. FADC cards were also installed in the Borexino prototype, CTF. The data are analysed in order to determine a limit to the expected background noise of Borexino in measuring the nuclear reactor neutrinos.

Key-words : nuclear reactor neutrinos, neutrino oscillation, positron-neutron detection efficiency, spallation neutron.